ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

GROUPE DE LA COMPAGNIE GÉNÉRALE DE T.S.F.

79, Boulevard Haussmann, 79

PARIS

REVUE TRIMESTRIELLE

TOME X. JUILLET 1955. N° 41.

Tome X | Juillet 1955 | N° 41

ANNALES
DE
RADIOÉLECTRICITÉ

GROUPE DE LA COMPAGNIE GÉNÉRALE DE T. S. F.

COMPAGNIES FRANÇAISES

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL (CSF)
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE (SFR)
RADIO-FRANCE (RF)
RADIO-ORIENT (RO)
COMPAGNIE RADIO-MARITIME (CRM)
COMPAGNIE D'APPLICATIONS MÉCANIQUES A L'ÉLECTRONIQUE, AU CINÉMA ET A L'ATOMISTIQUE (CAMECA)
SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES (STEL)
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE-AFRIQUE (SFRA)
SOCIÉTÉ ANONYME LE CONDENSATEUR CÉRAMIQUE (LCC)
COMPAGNIE INDUSTRIELLE DES MÉTAUX ÉLECTRONIQUES (CIME)
COMPAGNIE INDUSTRIELLE DES CÉRAMIQUES ÉLECTRONIQUES (CICE)

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

Rédacteur scientifique : M. Robert WARNECKE

Prière d'adresser toute correspondance à la Compagnie Générale de T. S. F., Centre d'Information et de Documentation, 10, rue Carducci, Paris (19e).

LES ÉLÉMENTS NON LINÉAIRES SONT EN VOIE DE MODIFIER L'ÉLECTRONIQUE.

PAR MM. A. DANZIN, P. AIGRAIN ET J. P. VASSEUR,

Département « Recherches Physico-Chimiques » du Centre de Recherches Techniques de la Compagnie Générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *Les nouveaux éléments non linéaires font faire un gros progrès à l'électronique en conduisant à une amélioration des performances, à une diminution de l'encombrement et à une augmentation du rendement du matériel. La mise au point de ces éléments nécessite encore un gros effort industriel* (C. D. U. : 621.396 : 621.3.011).

SUMMARY. — *The new non-linear components enable electronics to make a considerable advance by improving performance, reducing bulk and increasing the efficiency of equipment. Before these components can be fully developed a considerable industrial effort will be required* (U. D. C. : 621.396 : 621.3.011).

La technique progresse par bonds. Un observateur extérieur pourrait croire à des mutations, tant certaines industries évoluent rapidement à la suite de la découverte de phénomènes de base jusqu'alors ignorés. Après la lampe à trois électrodes, l'Électronique a-t-elle trouvé une nouvelle occasion de se renouveler ? L'avènement des semi-conducteurs et des éléments non linéaires apporte des raisons valables de croire à une modification profonde de la structure et des applications des appareils électroniques.

Il faut faire une première remarque touchant la nouveauté de la pensée technique en ce domaine : l'homme de science et l'ingénieur viennent de constater encore une fois qu'ils pouvaient pénétrer dans un territoire vierge. Les inventions vont se multiplier pendant les quelques années à venir; elles constitueront les bases de nouvelles formes de l'industrie. Il est en effet probable qu'une période particulièrement productive s'ouvre à la recherche appliquée car les obstacles qu'il s'agit de vaincre maintenant sont d'avantage d'ordres technologiques que théoriques.

1. MINIATURISATION.

La multiplication de l'emploi des appareils électroniques n'est possible que si l'encombrement, le poids et la maniabilité des matériels sont compatibles avec les conditions d'utilisation; d'où la miniaturisation. Il ne s'agit pas d'une mode, mais d'une condition nécessaire du progrès.

Une première étape de la miniaturisation consiste à ne rien changer à la conception des circuits et à réduire purement et simplement les dimensions des pièces détachées faites à partir des mêmes matières premières. Cette formule très primitive s'accompagne généralement d'une augmentation du prix et d'une diminution de qualité; les matériaux ne sont pas adaptés au façonnage en format horlogerie et travaillent trop près de leur limite.

Un progrès considérable a été obtenu par la recherche de matériaux nouveaux bien adaptés à l'élaboration sous format réduit et dont les caractéristiques répondent aux exigences du service sous forte contrainte. On peut citer comme exemple les *condensateurs céramiques* à parois ultraminces, en remplacement de formules mica et papier; les *résistances cracking brasées* qui doivent normalement se substituer aux agglomérées; les *condensateurs électrolytiques* où le tantale remplace l'aluminium.

Une troisième tendance est l'association sur un même support de plusieurs pièces détachées élémentaires telles que les *caprestances*, combinaisons capacités-résistances, ou encore le câblage sans

relief (circuits imprimés qui tendent de plus en plus à se réduire aux câblages imprimés).

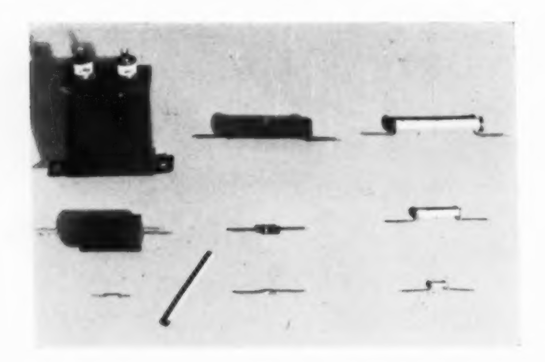


Fig. 1. — Comparaison de pièces détachées normales et subminiatures.



Fig. 2. — Résistances subminiatures.
Les performances de ces résistances sont bien souvent meilleures que celles des modèles classiques considérablement plus encombrants (longueur : 7 mm, diamètre : 1,8 mm).

Les pièces de ce genre sont associées à des lampes subminiatures, de dimensions fort réduites par rapport aux lampes classiques sans modifications profondes des caractéristiques essentielles des tubes à vide, avec dans la plupart des cas une perte sur les performances.

Toutes ces solutions laissent subsister le problème clé de la miniaturisation. On tend à la réduction

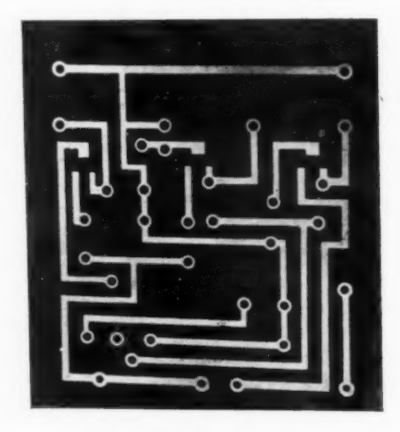


Fig. 3.
Les circuits imprimés permettent de réaliser en grande série des montages subminiatures économiques et identiques entre eux.

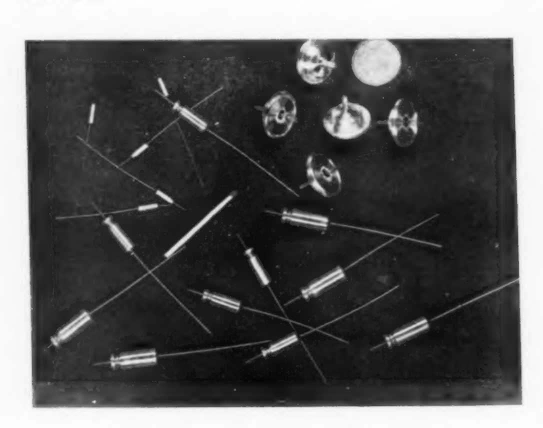


Fig. 4. — Condensateurs au tantale.
Ces condensateurs permettent d'accumuler la plus grande charge par unité de volume, soit, pour les unités présentées 100 à 3 500 μCb selon les dimensions. La tension de service va jusqu'à 75 V et le courant de fuite est très faible.

extrême des dimensions sans vouloir perdre, pour des raisons d'emploi, sur la puissance de sortie des appareils. Comme aucun progrès n'est fait sur le rendement, la même dissipation de calories est à faire dans un volume restreint et *la plage de températures dans lesquelles les pièces sont appelées à fonctionner s'étend considérablement*. Sans change-

ment vers les limites basses pour des raisons climatiques (— 60 ou — 40° C), les maxima peuvent atteindre 120 à 150° C, voire davantage. Non seulement on demande aux pièces de présenter des encombrements diminués (en volume de l'ordre de 8 à 1), mais en outre, de supporter des limites de fonctionnement très élargies dans la gamme des températures. Comme d'autre part, la miniaturisation répond à la multiplication de l'emploi, sa réussite s'accompagne d'un encombrement accru de l'éther; d'où la nécessité d'augmenter la stabilité des circuits. Les pièces doivent être plus petites, travailler dans des gammes de température plus étendues, présenter des coefficients de température plus précis et mieux adaptés.

2. LES FACTEURS DE PROGRÈS.

Les principales difficultés qui accompagnent la miniaturisation disparaîtraient si l'on pouvait trouver des systèmes de circuits nouveaux dont les éléments fonctionnent à plus haut rendement que les tubes à vide et libèrent moins de calories dans les châssis. C'est à ce vœu que répondent providentiellement les nouveaux éléments semi-conducteurs et non linéaires. Non seulement les rendements peuvent être incomparablement améliorés, mais la dimension des éléments eux-mêmes est largement réduite par rapport aux encombrements des tubes subminiatures. Les tensions sous lesquelles ces éléments fonctionnent sont diminuées de telle sorte que toutes les contraintes dimensionnelles dues aux limites de tensions supportables par les diélectriques ou les isolements sont abaissées. Les caractéristiques des alimentations sont modifiées. Elles se rapprochent considérablement des conditions optimum de fonctionnement des *piles et batteries dont les formes miniaturisées prennent de ce fait un surcroît d'intérêt.*

Dans les paragraphes qui suivent, on examinera successivement les différents types de circuits fonctionnels dont l'ensemble constitue les matériels radioélectriques. Les applications des semi-conducteurs tels que les transistors sont citées concuremment à d'autres types de circuits basés sur les éléments non linéaires. On aurait en effet tort de raisonner par similitude en essayant de reproduire des triodes et des tétrodes au germanium et au silicium capables de donner des performances analogues à celles des tubes conventionnels. Au contraire, il faut essayer d'échapper aux habitudes anciennes pour n'en retenir qu'une sorte de philosophie dont la traduction en langage d'éléments nouveaux nécessite un assez gros effort d'adaptation; pour ne prendre les choses que dans leur seul principe, un tube à vide se comporte comme un multipôle à caractéristiques non linéaires. Les nouveaux éléments sont également des multipôles non linéaires, mais les fonctions obtenues ont une allure souvent fort différente des fonctions non linéaires fournies par les tubes à vide. Si l'on pouvait en donner une expression mathématique, ce qui malheureusement est actuellement très rarement possible, les équations seraient très différentes de celles par lesquelles on peut rendre compte du travail d'une lampe classique. Il s'ensuit que les éléments associés du circuit devront également avoir des caractéristiques spéciales dont la définition est une question de cas d'espèces.

L'énumération d'une série d'exemples de solutions de problèmes fonctionnels que permettent les nouveaux matériaux n'a pour objet que de souligner les immenses possibilités mises aujourd'hui à la disposition de l'électronicien. Ces exemples ne sont pas académiques; de nombreux prototypes ont été réalisés en France et à l'Étranger. L'exploitation industrielle n'est freinée que par des problèmes technologiques en voie de résolution.

2.1. Oscillateurs.

2.1.1. Oscillateurs de référence. — Un oscillateur à quartz transistorisé n'aurait pas d'avantages de principe sur un oscillateur à quartz classique, mais les perturbations occasionnées par l'échauffement dû aux lampes seraient très réduites, les éléments actifs restant froids.

Par contre, un principe nouveau consiste à stabiliser un oscillateur par un microtore de ferrite magnétostrictive (oscillateur local de superhétérodyne).

2.1.2. Oscillateurs a puissance réduite. —, On cite des transistors à pointes capables de fonctionner jusqu'à 200 Mc/s. On conçoit des transistors à jonction spéciaux capables d'atteindre 100 Mc/s. La physique théorique fait apercevoir la possibilité de réaliser en semi-conducteurs des systèmes équivalents à certains tubes hyperfréquences.

2.1.3. Oscillateurs de puissance. — Ces oscillateurs de puissance seront de deux types : l'un, d'emploi classique (par exemple émetteur), utiliserait des transistors, l'autre serait l'oscillateur fournissant à des éléments non linéaires une alimentation qui doit se faire en courant alternatif de haute fréquence (*voir* plus loin amplificateurs). On ne se limite pas ici aux oscillateurs à transistors, mais on peut

concevoir d'autres systèmes tels que l'oscillateur à effet Hall utilisant un alliage antimoine-indium.

La plupart des oscillateurs exigent des éléments de réglage. On a l'habitude de recourir à des montages mécaniquement déformables tels que les condensateurs variables. Les éléments non linéaires offrent là également des solutions dans lesquelles les variations de réactance sont obtenues sans déplacement mécanique par le jeu d'une variation de tension ou d'intensité de très faible énergie; à titre d'exemple, dispositifs à ferrites saturables, céramiques ferroélectriques, diodes à réactances. On comprend l'énorme intérêt que présentent les éléments variables à géométrie fixe pour la miniaturisation. On fait l'économie d'un montage mécanique souvent compliqué, encombrant et fragile, et l'on peut agir à l'intérieur d'un boîtier étanche sans avoir à prévoir de dispositif d'étanchéité sur un axe tournant.

2.2. Amplificateurs.

2.2.1. Amplificateurs de tension. — A faible niveau, destinés à élever le signal à un niveau utilisable pour une opération de transformation électrique.

Les transistors sont également utilisables pour

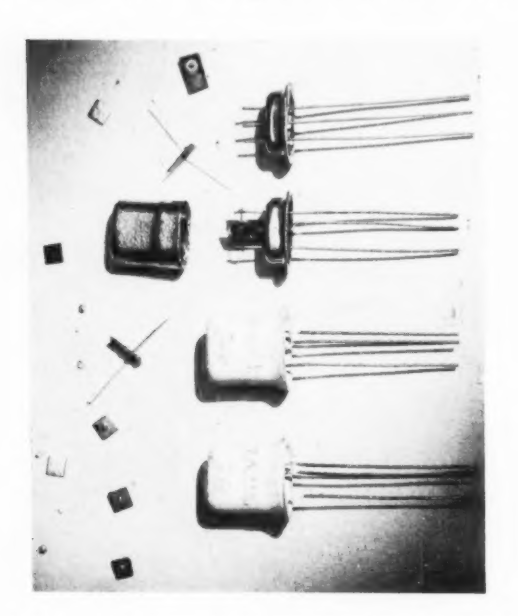


Fig. 5. — Les étapes de la construction d'un transistor à jonctions.
On voit successivement les « puces » de germanium et d'indium, les jonctions faites, la base soudée, le transistor monté et l'ensemble fermé par un capot étanche.

ce problème. Leur intérêt théorique réside essentiellement dans leur très haut rendement de fonctionnement; à amplification égale, on peut prévoir une énergie perdue en calories de 20 mW contre 2 W dans le cas d'une lampe, soit un facteur d'amélioration de l'ordre de 100. Les limitations en fréquence sont en voie de résolution, au moins dans la gamme des fréquences inférieures à 100 Mc/s, grâce aux tétrodes au germanium, aux montages spéciaux du type fieldistor et aux structures *p-n-i-p*.

D'autre part, on peu concevoir des amplificateurs à éléments non linéaires tels que les amplificateurs diélectriques qui constituent la formule d'amplificateurs d'encombrement le plus réduit et les amplificateurs magnétiques à ferrites. Ces amplificateurs doivent être alimentés en courant alternatif, d'où l'intérêt des oscillateurs spéciaux examinés plus haut. L'amplificateur diélectrique peut travailler simultanément sur plusieurs canaux en parallèle. Son rendement théorique même en classe A est de 100 % puisque l'on ne trouve pas d'éléments résistifs dans le schéma équivalent.

2.2.2. Amplificateurs de puissance. — On réalise maintenant des transistors géants capables de fournir quelques watts sous faible tension. Des amplificateurs magnétiques à noyaux métalliques sont susceptibles de délivrer des puissances considérables utilisables en particulier pour des servocommandes.

2.3. Détecteurs.

2.3.1. Mélangeurs hyperfréquences. — Pour accroître la portée des radars, la puissance des tubes a été augmentée jusqu'à plusieurs mégawatts. En même temps, il est essentiel de travailler le facteur de bruit du récepteur et sa sensibilité. Un gain de 4 dB sur le bruit de fond du cristal et sur sa perte de conversion permet un accroissement de portée de 25 %, soit l'équivalent d'une augmentation de puissance de 150 % (puissance portée de 1 à 2,5). Des progrès considérables restent également à faire sur la robustesse et la durée de service des cristaux. Ils ne seront obtenus qu'au prix de la recherche de nouvelles solutions à semi-conducteurs.

2.3.2. Mélangeurs dans la bande des 100 a 1000 Mc/s (télévision). — Des solutions économiques au problème du circuit mélangeur dans la bande des V. H. F. et U. H. F. peuvent être trouvées dans la mise au point de diodes germanium à pointes d'un type spécial.

2.4. Redresseurs.

C'est l'application la mieux connue des semi-conducteurs; des formes pratiques d'éléments germanium sont déjà en service. On ne doit pas ici insister seulement sur l'intérêt de ces éléments pour résoudre les problèmes de miniaturisation et de réduction éventuelle des coûts de première installation : ces redresseurs sont aptes à fournir



Fig. 6. — Prototype de redresseur au germanium. Ce pont de redresseurs permet de fournir 4 A continus sous 240 V dans une ambiance de 40° C. Les dimensions hors tout sont 6 × 6 × 14 cm et l'on remarquera le changement d'échelle par rapport aux redresseurs classiques en usage jusqu'ici.

des puissances considérables et ont l'avantage fondamental d'avoir un rendement meilleur que les redresseurs au sélénium et même dans certains cas que les ignitrons. Non seulement un débouché très large est ainsi offert dans l'Électronique, mais on peut envisager sérieusement leur emploi dans la grosse industrie (métallurgie par électrolyse telle que l'aluminium, électolyse en continu telle que l'étamage électrolytique du fer blanc, traction électrique, charge des accumulateurs, etc.).

2.5. Basculeurs.

Une quantité de systèmes à transistors ou d'éléments non linéaires sont maintenant utilisables comme basculeurs.

2.5.1. Alimentation en courant continu :

— un seul transistor à pointes en remplacement d'une double triode;
— système à deux transistors à jonctions;
— effet relais des thermistances à très basses fréquences;
— système à effet ferromagnétique non linéaire (ferronickel, ferrite);
— système à effet ferroélectrique;

2.5.2. Alimentation en haute fréquence (*cf.* ci-dessus oscillateurs). — Utilisation des effets ferroélectriques (base titanate de baryum) et ferromagnétiques (fer-nickel 50 %).

Les solutions couvrent d'une manière plus générale tous les problèmes de générateurs d'impulsion, lignes à retard pour radars, etc. Les éléments non linéaires fonctionnent à très haut rendement et certains dispositifs permettent la mise en jeu de très fortes puissances.

La technique américaine fait un très gros effort pour remplacer les lampes par ces éléments dans les machines à calculer. Le but cherché est la diminution du nombre des pannes.

2.6. Régulation.

Le problème général de la régulation, qui intéresse toutes les industries, se ramène essentiellement à une transformation de l'énergie à réguler dans une énergie d'une autre forme susceptible d'agir par des systèmes simples et sûrs sur des dispositifs à servocommande. Les systèmes non linéaires constituent un ensemble nouveau de transformateurs d'énergie ou « transducteurs » appelés à jouer un rôle prépondérant dans la technique future de mesure et de régulation. On peut citer les transformations suivantes :

— pression-champ électrique par l'usage des nouveaux éléments piézoélectriques;

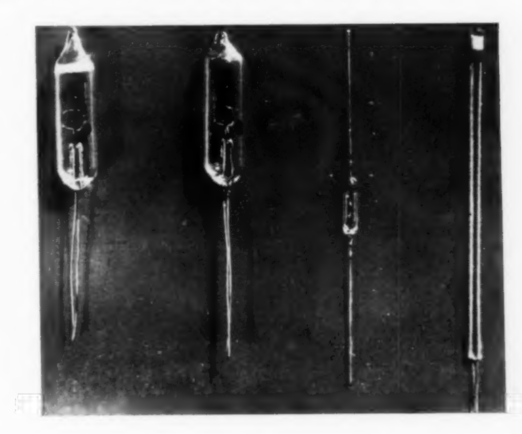


Fig. 7. — Thermistances.

— énergie mécanique-effet magnétique par les matériaux magnétostrictifs tels que les ferrites;
— toute énergie se manifestant sous forme d'échauffements en variation de résistances électriques (thermistances);

— énergie lumineuse en variations de courants (phototransistors);

— champs magnétiques en effet électrique (magnétomètre à effet Hall à antimoniure d'indium).

D'autre part, les régulateurs comportent toujours au moins un élément de référence. Là encore, les matériaux non linéaires offrent des solutions nouvelles. On peut par exemple repérer une valeur de courant électrique par le moment où le champ magnétique produit par ce courant passe sur la branche verticale d'un cycle d'hystérésis rectangulaire ou utiliser comme référence la tension de claquage d'une diode à jonction, ce dernier étalon étant très peu sensible à la température.

Les systèmes à régulation sont complétés par des amplificateurs et des servocommandes qui peuvent utiliser également des éléments non linéaires comme on l'a vu au paragraphe précédent.

2.7. Fonctions spéciales.

C'est là sans doute que les éléments non linéaires, particulièrement les éléments actifs, fournissent l'apport le plus riche. Il est ainsi quelquefois possible de remplacer un montage compliqué à lampes par un seul élément non linéaire, beaucoup plus léger et robuste, en utilisant les propriétés particulières de cet élément. Étant donné la grande variété de systèmes possibles, on ne peut que se borner à donner des exemples assez disparates.

2.7.1. Circuits logiques. — Ces circuits permettent de bloquer ou d'aiguiller une impulsion selon que d'autres impulsions sont présentes ou non. On les utilise en particulier dans les machines à calculer numériques. Leur réalisation est considérablement facilitée par l'emploi généralisé de diodes à semi-conducteur (germanium). On leur associe des basculateurs à éléments non linéaires (transistors ou basculateurs magnétiques) et des conformateurs d'impulsions (transistors).

2.7.2. Mémoire. — Les machines à calculer utilisent également des mémoires à accès rapide que l'on réalise très économiquement avec des microtores de ferrite, avec des basculateurs ferromagnétiques ou avec des assemblages de diodes et de condensateurs.

Outre les machines à calculer, on peut citer comme exemple d'emploi de ces techniques la réalisation en Amérique d'un prototype de standard téléphonique utilisant des cartes perforées, des phototransistors et des circuits logiques.

2.7.3. Compteurs d'impulsions (machines a calculer, énergie atomique). — Les basculateurs déjà décrits permettent d'obtenir ces compteurs.

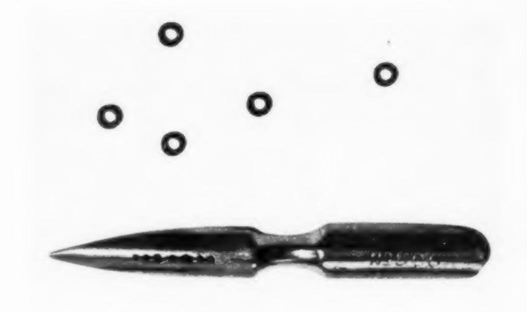


Fig. 8. — Microtores en ferrite.
Ces tores sont construits à partir de ferrite à cycle d'hystérésis rectangulaire et permettent de réaliser des mémoires pour calculateur électronique. Dans cette application on utilisait autrefois une double triode à la place de chaque tore.

On peut aussi fabriquer des éléments spéciaux du type transistor à plusieurs pointes, tout à fait analogues aux tubes compteurs à transfert d'ionisation.

2.7.4. Éléments a réactance variable. — Déjà signalés à propos des oscillateurs. Certaines diodes polarisées en sens inverse se comportent comme une capacité fortement fonction de la tension de polarisation. Ces propriétés persistent jusqu'à quelques centaines de Mc/s.

2.7.5. Fabrication de fonctions spéciales. — On peut souvent fabriquer un courant ou une tension de forme donnée en utilisant un conducteur non linéaire dont la caractéristique ait précisément la forme cherchée.

2.7.6. Résistances négatives. — Les transistors à pointes permettent d'obtenir les résistances négatives beaucoup plus stables que celles obtenues avec les lampes. Ceci est mis à profit dans les basculateurs, mais il existe bien d'autres applications; par exemple, la possibilité d'obtenir des avances de phase doit conduire à des circuits de contre-réaction jugés jusque-là impossibles.

Certaines diodes spéciales présentent des résistances négatives dans leur caractéristique directe. On a pu les utiliser dans des oscillateurs ou des basculateurs à très haute fréquence.

2.7.7. Transistors symétriques. — Certains transistors à jonctions sont entièrement symétriques,

l'émetteur et le collecteur pouvant être permutés. Parmi les applications possibles, ces transistors permettent de réaliser des détecteurs de phase très simples. Ils sont parmi les seuls éléments à se comporter comme des interrupteurs bidirectionnels, ce qui peut être mis à profit dans des circuits de balayage ou de reconstitution de la composante continue en télévision.

Un autre type de symétrie est la symétrie complémentaire entre les semi-conducteurs du type *n* et ceux du type *p*. En associant des transistors à jonctions des types *n-p-n* et *p-n-p*, on peut par exemple réaliser des amplificateurs continus ou des amplificateurs push pull ne comportant pas d'autres éléments que les transistors et les sources d'alimentation. Il est inutile d'insister sur l'économie de ces montages.

2.7.8. Phototransistors. — Les phototransistors sont des diodes à jonctions construites pour utiliser l'effet de modulation du courant inverse



Fig. 9. — Phototransistors.
Les très faibles dimensions et les propriétés particulières de ces nouvelles cellules photoélectriques les rendent très intéressantes pour de nombreuses applications (longueur : 27 mm, diamètre : 5 mm).

par la lumière. On obtient ainsi d'excellentes cellules photo-électriques, caractérisées par de très faibles dimensions, une sensibilité élevée, un bruit de fond faible et une bonne réponse en fréquence. Leur maximum de sensibilité se situe dans l'infrarouge proche.

Ces cellules ont des applications très variées, allant de la lecture des cartes perforées à la détection de faibles éclairements.

2.7.9. Amplificateurs a phototransistors. — Il semble possible de réaliser des amplificateurs capables de sortir des puissances notables en utilisant des phototransistors spéciaux et des sources de lumière modulables (lampes à néon).

2.7.10. Source infrarouge. — Une diode à germanium peut dans certains cas émettre de l'infrarouge lointain. Cette source peut se moduler à des fréquences assez élevées et l'on peut ainsi réaliser des dispositifs de sécurités ou des liaisons très discrètes à faible distance.

2.7.11. Gyrateurs. — Les gyrateurs sont des quadripôles passifs qui ne satisfont pas au principe de réciprocité, en particulier ils peuvent conduire à des quadripôles ne laissant passer l'énergie que dans un seul sens. Les gyrateurs ont été étudiés théoriquement comme une curiosité de l'esprit et l'on a vu qu'ils permettaient de simplifier beaucoup de circuits, mais on n'a su les réaliser que très récemment.

On peut dans une certaine mesure considérer qu'un transistor se comporte comme une lampe suivie d'un gyrateur. On est ainsi conduit à des amplificateurs à haut rendement du type Doherty comprenant un transistor et un tube à vide.

On vient de mettre sur le marché en Amérique des gyrateurs en hyperfréquence utilisant l'effet Faraday d'un ferrite placé dans un guide d'onde. Ce guide est transparent dans un sens et opaque dans l'autre.

On peut voir théoriquement que l'effet Hall dans l'antimionure d'indium permet de réaliser un gyrateur utilisable en basse fréquence.

3. L'EFFORT A FAIRE.

L'ensemble des exemples qui viennent d'être passés en revue repose au total sur l'emploi d'un nombre relativement restreint de matériaux. Une étude systématique de l'ensemble du problème suppose la poursuite simultanée de plusieurs objectifs :

1° Matériaux de base.

2° Montage de ces matériaux en éléments actifs.

3° Introduction des éléments actifs dans les nouveaux types de circuits (ensembles fonctionnels).

4° Pièces détachées passives adaptées aux nouveaux besoins.

5° Alimentation.

Les exemples qui suivent ne sont pas limitatifs même dans l'état des connaissances actuelles car

la physique des solides est toujours susceptible de faire surgir des progrès importants.

3.1. **Matériaux de base.**

Dans le domaine des *semi-conducteurs*, on peut citer parmi les plus importants trois éléments dont l'intérêt est d'ores et déjà confirmé : le germanium, le silicium et l'alliage antimoine-indium. On sait que, dans ce domaine des matériaux, la théorie est maintenant à même de rendre parfaitement compte des propriétés que présentera tel ou tel métal ou alliage selon son degré de pureté. La découverte réside essentiellement dans les procédés technologiques d'élaboration car si le calcul permet une prévision sûre du comportement, il n'est pas en mesure d'indiquer par quelle voie pratique on peut parvenir au degré de pureté désirable.

3.1.1. Germanium. — Il est inutile d'insister sur les propriétés de ce corps qui a déjà fait l'objet de très importantes recherches et qui est le semi-conducteur de ce type le plus facile à traiter. Mentionnons cependant deux caractéristiques particulières du produit :



Fig. 10. — Préparation de germanium pur et monocristallin. Un monocristal de germanium est tiré lentement d'un bain fondu par haute fréquence. Cette opération, longue et délicate se fait sous atmosphère contrôlée. Le monocristal obtenu contient quelques milligrammes par tonne d'impureté connue et dosée. Il n'existe pas d'autres exemples de monocristaux aussi parfaits.

1° Sa sensibilité à l'humidité qui exige que tous les éléments fonctionnent en atmosphère sèche ou sous vide avec enveloppe étanche, remarque d'ailleurs valable pour les autres éléments.

2° Ses limites de températures de fonctionnement relativement très basses puisque la plupart des transistors perdent leurs caractéristiques au delà de 60° C et que les diodes ont des performances extrêmement réduites au delà de 75° C et ne fonctionnent pratiquement plus au-dessus de 105° C.

La restriction d'emploi due à ces limites de températures est toutefois moins grande qu'on ne serait tenté de le croire par comparaison avec les matériels classiques utilisant les tubes à vide. En effet, étant donné l'absence de filament chauffant et les hauts rendements généralement obtenus dans le fonctionnement des montages à diodes redresseuses ou à transistors, la dissipation en calories est très faible et la température interne des postes a peu de raison de monter très au delà de la température ambiante. Si les matériels sont assez petits pour être portés par un homme dans une poche de vêtement, la température ambiante ne s'élèvera pas au delà de 37° C et même pour les applications militaires, on peut s'attendre à un développement important des éléments au germanium. Toutefois, ces éléments sont à proscrire, et c'est là une limitation grave, chaque fois qu'ils doivent être associés à des tubes à vide dégageant beaucoup de chaleur (emplois à puissance ou à fréquences élevées) ou chaque fois que la température ambiante risque de dépasser 60° C, ce qui arrive dans nombre d'applications spéciales.

3.1.2. Silicium. — Les possibilités du silicium sont analogues à celles du germanium avec la différence que la métallurgie pour obtenir le produit à l'état convenable est beaucoup plus difficile, mais le silicium présente l'énorme avantage de pouvoir *travailler à des températures pratiquement illimitées*, c'est-à-dire même supérieure à 150° C.

C'est la raison pour laquelle on doit concentrer sur cet élément la masse principale des recherches.

3.1.3. Alliage antimoine-indium. — Ici encore la Physique théorique définit les possibilités d'emploi de ce matériau qui permet de réaliser des transistors d'un type très spécial et des amplificateurs à effet Hall dont un modèle au moins fonctionne actuellement en Allemagne au stade prototype.

Il est difficile de dire quel sera l'avenir de chacun de ces trois principaux semi-conducteurs ni si d'autres matériaux ne viendront pas les supplanter, mais on peut considérer comme hautement probable qu'un grand nombre des applications du germanium seront conservées et que le silicium est l'élément le plus important au double point de vue des températures de travail et du bas prix de la matière de départ.

D'autres corps constituent des matériaux de choix pour la génération de phénomènes non linéaires; on les distingue des précédents parce que

les manifestations de leurs propriétés sont ou très spéciales ou plus distinctement différenciées des propriétés des tubes conventionnels.

3.1.4. FERRITES. — Leur comportement dans les champs magnétiques donne lieu, suivant les formules chimiques et les modes de préparation, à quantité d'anomalies des caractéristiques qui ont reçu déjà de larges applications. Les études commencées sur les matériaux ayant les propriétés ferromagnétiques les plus simples s'orientent maintenant vers l'exploitation des phénomènes de non-linéarité. Le champ est très vaste puisque dans la formule de base $Fe^2O^3.MO$ où M représente un ion métallique divalent, on peut procéder à quantité de substitutions et même remplacer le fer trivalent partiellement ou totalement par des ions analogues.



Fig. 11. — Divers éléments en ferrite.
Les ferrites ont des applications multiples : antennes réduites pour récepteur portable, transformateurs de balayage pour télévision, aimants de concentration de tubes cathodiques, bobinages subminiatures, oscillateurs modulés en fréquence, circuits logiques, etc.

3.1.5. ALLIAGES FERROMAGNÉTIQUES. — Les alliages ferromagnétiques sont les concurrents des ferrites pour un grand nombre de fonctions spéciales; leurs propriétés en diffèrent toutefois suffisamment pour que l'on soit assuré d'assister à la coexistence des deux types de matériaux.

3.1.6. THERMISTANCES. — Ce sont des éléments résistifs dont la résistivité massique est très fortement dépendante de la température. Elles sont caractérisées par une extrême sensibilité, une très grande robustesse, et dans le cas de formules bien choisies, par une bonne stabilité. Leurs applications s'étendent chaque jour (thermométrie, détection du champ électrique, effet relais, effet potentiomètre, etc.).

3.1.7. RÉSISTANCES NON LINÉAIRES. — Le matériau type est le carbure de silicium : la résistivité est très fortement dépendante du champ électrique appliqué (dispositifs limiteurs, régulation, etc.).



Fig. 12. — Résistances non linéaires, permettant de résoudre notamment de nombreux problèmes de protection et de régulation.

3.1.8. CÉRAMIQUES FERROÉLECTRIQUES. — Ce sont des céramiques à base de titanate de baryum, mais dans lesquelles les ions Ti et Ba se prêtent à de très larges substitutions par un grand nombre d'ions analogues. Ces céramiques sont piézoélectriques et présentent des anomalies de comportement sous l'effet du champ électrique (condensateurs non linéaires).

La liste qui précède n'est pas limitative. On pourrait citer d'autres semi-conducteurs tels que les sulfures, etc. Cependant, les principaux matériaux dont les propriétés sont actuellement étudiées dans les laboratoires modernes en vue d'applications à court terme ont été tous cités.

3.2. Montage en éléments actifs.

Il ne serait d'aucune utilité de posséder des matériaux si l'on était incapable de les monter sous forme

d'éléments actifs destinés à être introduits dans les circuits. Simultanément, il est très difficile de faire une étude sur des matériaux sans procéder à quelques réalisations qui permettent d'en contrôler les possibilités pratiques et de définir les lignes d'action. Une revue des différents efforts qui sont à faire pour l'étude technologique des éléments actifs nous entraînerait trop loin. Citons à titre d'exemple quelques types d'éléments nouveaux déjà réalisés ou en cours de mise au point en France et à l'étranger :

— diodes à jonction de grande puissance;
— transistor à pointes;
— » jonction *n-p-n*;
— » » *p-n-p*;
— » » de grande puissance;
— » » pour haute fréquence;
— phototransistor;
— microtore en ferrite;
— microcondensateur non linéaire;
— etc.

Les principaux problèmes à vaincre sont en général, la définition des facteurs de fabrication pour une bonne reproductibilité, la mise sous boîtier étanche, l'adoption des techniques de montage aux nécessités d'une bonne stabilité en durée de vie.

3.3. **Ensembles fonctionnels.**

Il faut apprendre à utiliser les éléments nouveaux : le radioélectricien est mal préparé en général à ce travail car il pense « tube à vide », ce qui est rarement en conformité avec le bon emploi des nouveaux éléments non linéaires. L'effort à faire résidera dans la réalisation d'ensembles fonctionnels types ayant des caractéristiques déterminées, y compris un bon fonctionnement sous contrainte mécanique et climatique.

3.4. **Nouvelles pièces détachées passives.**

Dans la réalisation des ensembles fonctionnels, on s'aperçoit très vite que les pièces détachées classiques même subminiatures ont des caractéristiques de fonctionnement ou dimensionnelles mal adaptées; c'est la raison pour laquelle un gros effort est actuellement tenté en particulier en Angleterre et aux États-Unis en vue de « transistoriser » les pièces détachées. Sous son angle général, le problème peut s'exprimer comme suit : les tensions sont largement abaissées : à puissance égale, les intensités sont alors plus fortes; la miniaturisation doit être plus poussée pour être à l'échelle des nouveaux éléments actifs; certaines pièces détachées doivent présenter des caractéristiques nouvelles (résistances de très grandes valeurs, capacités électrolytiques fortes avec très faible courant de fuite, etc.). A titre d'exemple, on peut citer les condensateurs électrolytiques au tantale en version subminiature, les condensateurs au plastique en feuilles de 2 μ d'épaisseur, etc.



Fig. 13. — Matériel transistorisé.
Exemple de réalisation homogène de matériel transistorisé avec emploi de condensateurs céramiques subminiatures en tubes et en plaquettes, de condensateurs au tantale, de résistances subminiatures et de bobinages sur ferrites. En bas et à droite on voit un transistor de puissance expérimental.

La recherche de la réduction du prix conduit d'autre part à adopter de nouvelles techniques de montage (circuits imprimés).

3.5. **Alimentations.**

Le problème des alimentations est profondément modifié par l'abaissement des valeurs des tensions et l'économie faite sur les débits par l'augmentation des rendements (suppression du problème de chauffage des filaments). Les piles et batteries prennent un regain d'intérêt, les vibreurs disparaissent. A

titre d'exemple, on peut citer les microbatteries au mercure susceptibles, sous un volume inférieur au centimètre cube, d'alimenter un montage contenant plusieurs transistors.

CONCLUSION.

L'énumération des effets nouveaux et des mises au point nécessaires pour rendre pratiques les promesses offertes par les nouveaux éléments montrent bien l'étendue et l'importance du sujet qui ne saurait être traité que dans le cadre d'un plan général s'étendant sur plusieurs années et exigeant la mise en œuvre de moyens puissants. Il faut insister sur l'urgence de la mise en place de ces moyens et de l'organisation du programme car dans la plupart des cas, il ne s'agit pas d'une anticipation due à l'imagination de quelques physiciens ambitieux, mais de résultats souvent acquis au stade prototype dans les laboratoires. On a pu voir d'autre part que le problème embrasse des domaines, beaucoup plus étendus que la miniaturisation, et certaines applications peuvent même introduire l'Électronique sous différentes formes dans les grandes industries chimiques, métallurgiques, alimentaires, ou renouveler ses possibilités en matière d'informations ou d'armement.

On a insisté sur la réduction du volume, parce que c'est une condition nécessaire, non seulement pour que les instruments soient efficaces tout en tenant une place discrète, mais aussi pour que le prix en soit abaissé. Il n'est en outre pas trop tôt pour apporter un jugement sur l'aspect économique de la question. Les solutions à système non linéaire seront plus sûres dans leur fonctionnement, auront une durée très accrue, seront plus rustiques, utiliseront moins de matières premières et moins d'énergie que les solutions à tubes à vide. On peut citer comme exemple, l'expérience de deux machines à calculer répondant aux mêmes caractéristiques d'emploi dont l'une utilisait environ 1500 lampes et dont l'autre avait remplacé les tubes à vide dans la proportion de 90 % par des microtores en ferrites d'un prix très inférieur. En six semaines, le nombre d'erreurs opérationnelles de la machine à lampes était de l'ordre de 2 à 3 par jour alors que la machine à ferrites n'avait fait aucune faute. On ne comprend d'autre part pas comment ces microtores pourraient vieillir et perdre leurs caractéristiques, c'est-à-dire que la durée de vie du dispositif est théoriquement illimitée.

Dans d'autres cas, c'est l'économie de consommation d'énergie qui justifie l'emploi des nouveaux dispositifs même si par excès de prudence l'on admet l'hypothèse déraisonnable que leur coût d'installation serait très supérieur à celui des systèmes classiques.

Et plus encore, ce sont des possibilités nouvelles qui sont offertes dont l'inventaire est loin d'être établi.

ÉTUDE D'UN PROBLÈME DE DIFFRACTION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES DE SURFACE. APPLICATION A LA THÉORIE DE L'ANTENNE DIÉLECTRIQUE ([1]).

Par G. WEILL,

Département « Recherches Générales » du Centre de Recherches Techniques de la Compagnie Générale de T. S. F.

Sommaire. — *Après avoir rappelé les travaux de Goubau sur la propagation sans atténuation par ondes guidées et ondes de surface, l'auteur rappelle les divers types d'ondes de surface correspondant aux structures usuelles. Chaque mode de propagation peut être caractérisé par une « impédance modale de surface ». La couche de diélectrique d'épaisseur uniforme disposée sur un plan conducteur permet d'introduire le concept d'onde captive et de calculer la vitesse effective de propagation. L'analogie entre ce problème et celui de la « surface dentelée ou striée » (corrugated surface) est ensuite mise en évidence. L'utilisation de cette dernière comme antenne est examinée. Les limitations des performances d'aériens de ce genre sont discutées; l'auteur montre que l'on peut s'en affranchir en altérant la régularité de la structure. La diffraction de l'onde de surface par un obstacle est étudiée dans le cas d'une discontinuité de permittivité, ou d'impédance de surface.*

Par la méthode de la fonction de Green, on peut tirer d'une équation de Wiener-Hopf les paramètres caractéristiques de la discontinuité ainsi que le diagramme de rayonnement.

L'auteur développe ensuite les méthodes utilisées et les résultats expérimentaux obtenus dans la mesure de la phase le long d'une ligne à caractéristiques variables. Il insiste sur un type de diélectrique artificiel particulièrement intéressant pour la constitution d'aériens. Certaines anomalies dans la vitesse de phase, que l'on retrouve dans les antennes losange, sont ainsi mises en évidence.

Il indique également les performances de maquettes à rayonnement longitudinal, dont les dimensions atteignent 80 longueurs d'onde.

L'auteur passe enfin en revue des aériens réalisés sur ce principe à la Compagnie Générale de T.S.F. (aériens de type «semelle» et «cigare»). (C.D.U. : 621.396.11 : 538.566 621.396.677.)

Summary. — *After mentioning Goubau's work on propagation without attenuation by guided waves and surface waves, the author recalls the various types of surface waves corresponding to usual structures. Each mode of propagation can be characterised by a modal surface impedance. The dielectric slab of uniform thickness laid on a conducting plane introduces the " trapped wave " concept, and allows computation of the effective propagation velocity. Analogy between this problem and that of the corrugated surface is then brought out. The author examines the use as aerials of corrugated surfaces and discusses some of their limitations; he shows that these can be overcome by introducing structural irregularities.*

Diffraction of a surface wave by an obstacle is studied in the particular case of a discontinuity in the permittivity or surface impedance.

Using Green function methods, it is shown that the characteristic parameters of a discontinuity as well as the radiation pattern can be derived from one integral equation of the Wiener Hopf type.

The author then develops the methods used and the experimental results obtained when measuring phase along a line with variable characteristics; he lays stress on the case of an artificial dielectric of special interest in respect of aerial design.

Certain phase velocity anomalies observed on rhombic aerials are thus brought out.

The characteristics of experimental end fire models (80 wavelengths long) are given.

Finally the author describes some aerials built on this principle by the " Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil " (" semelle " — sole — and " Cigare " — cigar type aerials).

(U.D.C. : 621.396.11 : 538.566 621.396.677.)

([1]) Travail présenté comme Thèse de Doctorat ès Sciences physiques à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris le 29 mars 1955.

I. VOLUMES DIÉLECTRIQUES ET ONDES DE SURFACE.

1.1. Introduction.

C'est en 1899 que A. Sommerfeld [1] a montré qu'un conducteur de conductivité finie, en forme de cylindre de révolution indéfini, pouvait servir de guide à des ondes électromagnétiques. Une onde de surface cylindrique ne produisant aucun rayonnement, très peu atténuée dans la direction de propagation, était ainsi mise en évidence. Une ligne unifilaire ainsi constituée peut servir comme ligne de transmission d'énergie électromagnétique, l'énergie à transmettre étant localisée principalement dans le diélectrique entourant la ligne et au voisinage de celle-là.

Hondros [2] a étudié des modes de propagation plus complexes, mais c'est à Goubau [3] que revient le mérite d'avoir montré expérimentalement en 1950 la possibilité d'exciter une onde de surface cylindrique au voisinage du conducteur central d'un coaxial dont le conducteur extérieur s'évase en un cornet conique (*fig.* 1).

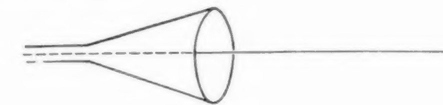


Fig. 1.

Goubau a mis l'accent sur l'affaiblissement particulièrement réduit dans la direction de propagation.

Cependant, il arrive que dans certains cas l'énergie ne se trouve pas suffisamment concentrée au voisinage de la ligne, la diffraction par des objets trop rapprochés étant alors la principale source de pertes par rayonnement.

C'est pourquoi Goubau suggère d'augmenter la concentration de l'énergie à proximité du conducteur :

a. en recouvrant ce dernier d'une mince couche de diélectrique;

b. en striant la surface lisse du conducteur par un filetage peu profond.

Nous donnons ci-dessous quelques courbes de Goubau.

La figure 2 donne en fonction de la fréquence le rayon du cylindre coaxial avec la ligne où sont concentrés 50 ou 75 % de la puissance propagée (a est le rayon du conducteur). Sur la figure 3, on représente la même quantité rapportée cette fois au rayon a' du cylindre à surface modifiée, en fonction de $\gamma' a'$, avec γ' constante radiale de propagation.

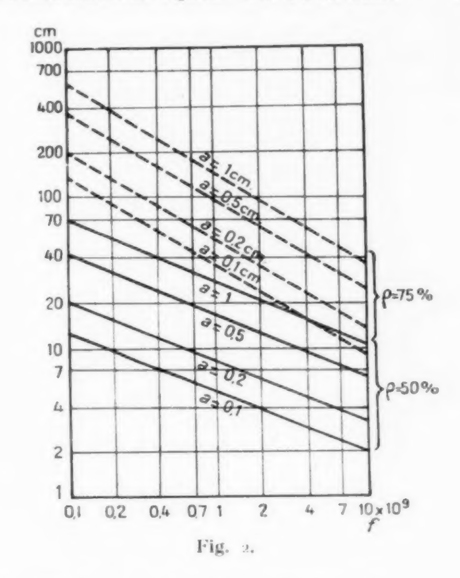


Fig. 2.

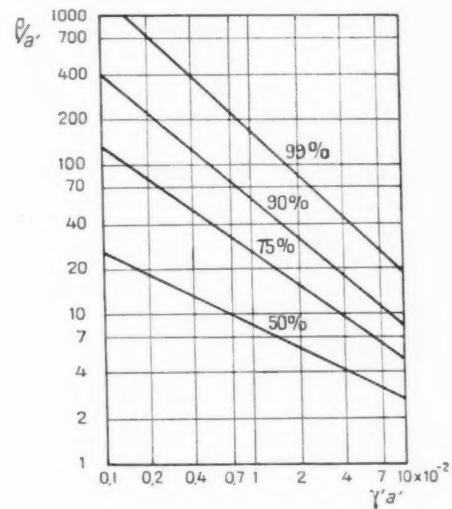


Fig. 3.

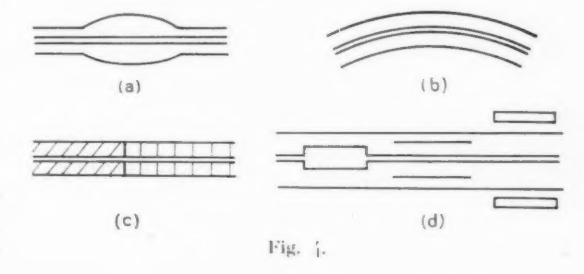


Fig. 4.

Les pertes par rayonnement peuvent apparaître lorsqu'on crée des discontinuités sur une ligne de Goubau (*fig.* 4) :

a. par modification du rayon de la section droite;

b. par courbure du cylindre;

c. par modification de la nature de la couche de diélectrique;

d. par introduction d'obstacles dans la couche de diélectrique ou à son voisinage (Goubau cite en particulier l'influence des gouttes de pluie).

Les propriétés de transmission de la ligne de Goubau étant ainsi bien connues, nous nous proposons d'étudier les pertes par rayonnement en vue de leur application à l'étude des antennes diélectriques.

1.2. Trois formes d'onde de surface.

Les milieux considérés ici sont des conducteurs parfaits et des diélectriques parfaits, c'est-à-dire sans perte. Toutes les perméabilités sont égales à celle du vide. Suivant les propriétés géométriques des divers milieux, on distinguera [1] :

a. l'onde de Zenneck guidée par une surface plane;

b. l'onde cylindrique radiale guidée par une surface plane;

c. l'onde de Sommerfeld-Goubau, ou onde cylindrique axiale associée à une surface cylindrique.

L'attention sera portée sur des modes du type T. M. Le champ électrique est désigné par E, le champ magnétique par H.

1.2.1. L'ONDE DE ZENNECK :

Milieu 1 ($x < 0$) :

perméabilité : $\mu_1 = \mu_0$;
permittivité : ε_1.

Les équations des champs sont

$$H_{y_1} = A\, e^{j\omega t}\, e^{\alpha_1 x - \gamma_1 z},$$

$$E_{x_1} = A \frac{\gamma_1}{j\omega\varepsilon_1}\, e^{j\omega t}\, e^{\alpha_1 x - \gamma_1 z},$$

$$E_{z_1} = A \frac{\alpha_1}{j\omega\varepsilon_1}\, e^{j\omega t}\, e^{\alpha_1 x - \gamma_1 z};$$

avec

A, constante;
γ_1, constante de propagation suivant Oz;
α_1, constante de propagation suivant Ox.

Milieu 2 ($x > 0$) :

perméabilité : $\mu_1 = \mu_0$;
permittivité : ε_2.

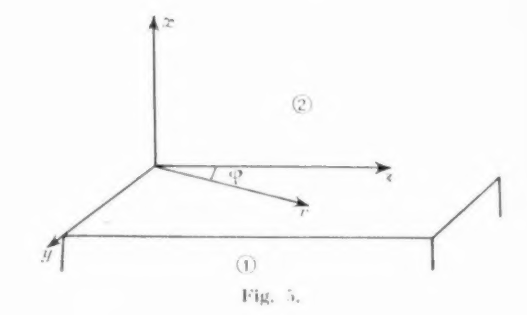


Fig. 5.

Les équations du champ sont

$$H_{y_2} = A\, e^{j\omega t}\, e^{\alpha_2 x - \gamma_2 z},$$

$$E_{x_2} = A \frac{\gamma_2}{j\omega\varepsilon_2}\, e^{j\omega t}\, e^{\alpha_2 x - \gamma_2 z},$$

$$E_{z_2} = A \frac{\alpha_2}{j\omega\varepsilon_2}\, e^{j\omega t}\, e^{\alpha_2 x - \gamma_2 z};$$

avec

γ_2, constante de propagation suivant Oz;
α, constante de propagation suivant Ox.

Le raccordement des champs pour $x = 0$ nécessite que

$$\gamma_1 = \gamma_2, \qquad \frac{\alpha_2}{\varepsilon_2} = \frac{\alpha_1}{\varepsilon_1}.$$

Rappelons que

$$\gamma_1^2 + \alpha_1^2 = -\omega^2 \varepsilon_1 \mu_0,$$
$$\gamma_2^2 + \alpha_2^2 = -\omega^2 \varepsilon_2 \mu_0.$$

Les équations précédentes permettent de définir la constante de propagation γ d'un mode se propageant sans affaiblissement ni rayonnement le long de l'interface.

1.2.2. L'ONDE CYLINDRIQUE RADIALE. — Les milieux et les notations sont les mêmes que précédemment. Le système de coordonnées semi-polaires utilisé est défini sur la figure 5 soit (r, φ, x).

Milieu 1 ($x > 0$) :

$$H_{\varphi_1} = A\, e^{j\omega t}\, e^{\alpha_1 x}\, H_1^{2}(-j\gamma_1 r),$$

$$E_{r_1} = -A \frac{\alpha_1}{j\omega\varepsilon_1}\, e^{j\omega t}\, e^{\alpha_1 x}\, H_1^{2}(-j\gamma_1 r),$$

$$E_{x_1} = A \frac{\gamma_1}{\omega\varepsilon_1}\, e^{j\omega t}\, e^{\alpha_1 x}\, H_0^{2}(-j\gamma_1 r).$$

Milieu 2 ($x > o$) :

$$H_{\varphi_2} = A\, e^{j\omega t}\, e^{\alpha_2 x}\, H_1^{(2)}(-j\gamma_2 r),$$

$$E_{r_2} = -A\, \frac{\alpha_2}{j\omega\varepsilon_2}\, e^{j\omega t}\, e^{\alpha_2 x}\, H_1^{(2)}(-j\gamma_2 r),$$

$$E_{x_2} = A\, \frac{\gamma_2}{\omega\varepsilon_2}\, e^{j\omega t}\, e^{\alpha_2 x}\, H_0^{(2)}(-j\gamma_2 r),$$

avec les équations de raccordement à l'interface comme plus haut (H, fonctions de Hankel).

1.2.3. L'onde cylindrique axiale de Sommerfeld-Goubau. — Le système de coordonnées semi-polaires utilisé est celui de la figure 6 (r, θ, z.)

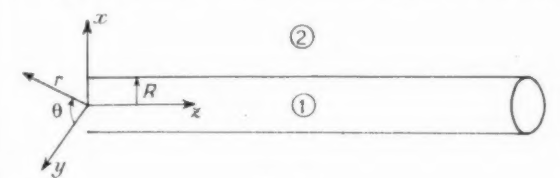


Fig. 6.

Milieu 1 ($r \leq R$) :

perméabilité : $\mu_1 = \mu_0$;
permittivité : ε_1.

Milieu 2 ($r \geq R$) :

perméabilité : $\mu_1 = \mu_0$;
permittivité : ε_2.

Les équations du champ électromagnétique dans les deux milieux sont :

Milieu 1 :

$$H_{\theta_1} = A\, \frac{\omega\varepsilon_1}{\alpha_1}\, e^{j\omega t}\, e^{-\gamma_1 z}\, J_1(j\alpha_1 r),$$

$$E_{z_1} = A\, e^{j\omega t}\, e^{-\gamma_1 z}\, J_0(j\alpha_1 r),$$

$$E_{r_1} = A\, \frac{\gamma_1}{j\alpha_1}\, e^{j\omega t}\, e^{-\gamma_1 z}\, J_1(j\alpha_1 r)$$

(J, fonction de Bessel de première espèce).

Milieu 2 :

$$H_{\theta_2} = A\, \frac{\omega\varepsilon_2}{\alpha_2}\, e^{j\omega t}\, e^{-\gamma_2 z}\, H_1^{(1)}(j\alpha_2 r),$$

$$E_{z_2} = A\, e^{j\omega t}\, e^{-\gamma_2 z}\, H_0^{(1)}(j\alpha_2 r),$$

$$E_{r_2} = A\, \frac{\gamma_2}{j\alpha_2}\, e^{j\omega t}\, e^{-\gamma_2 z}\, H_1^{(1)}(j\alpha_2 r),$$

avec toujours les équations de raccordement des champs à l'interface, qui définissent γ et α_1, α_2.

1.3. Définition de l'impédance de surface.

L'impédance de surface peut être définie comme le rapport des composantes tangentielles des champs électrique et magnétique à l'interface.

Dans le cas a :

$$Z_S = \left(\frac{E_z}{H_y}\right)_{x=0};$$

Dans le cas b :

$$Z_S = \left(\frac{E_r}{H_\varphi}\right)_{x=0};$$

Dans le cas c :

$$Z_S = \left(\frac{E_z}{H_\theta}\right)_{r=R}.$$

Dans les cas envisagés ci-dessus, cette impédance est purement réactive.

Remarque générale. — Tous les calculs précédents s'appliquent aux milieux à pertes. On remplacera dans les équations précédentes les termes en $j\omega\varepsilon$ par les termes $\sigma + j\omega\varepsilon$, ω désignant la conductivité du milieu envisagé. On aura ici une impédance de surface de la forme

$$Z_S = R_S + j\,X_S$$

avec une partie dissipative, R_S et une partie réactive, X_S.

1.4. Étude d'un cas particulier important et intéressant : La couche de diélectrique d'épaisseur uniforme disposée sur un plan conducteur. Étude de l'onde captive (Trapped Wave).

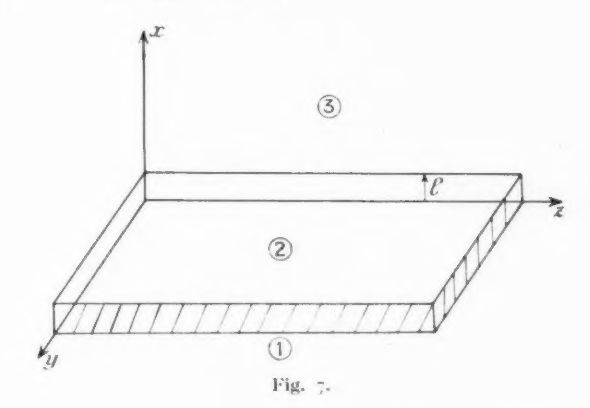


Fig. 7.

Le milieu 1 ($x < o$) est un métal parfaitement conducteur.

Le milieu 2 ($o < x < l$) est constitué d'un diélectrique de constante ε_2.

Le milieu 3 ($x > l$) est constitué d'un diélectrique de constante ε_3.

Tous ces milieux ont la perméabilité μ_0 du vide.

On suppose avoir affaire à des ondes de type T. M. (H_y, E_x, E_z) et $\varepsilon_2 > \varepsilon_3$.

Nous chercherons si des modes peuvent se propager dans la couche. Il faut satisfaire :

a. à l'équation des ondes :

$$\Delta U + k^2 U = 0;$$

b. aux conditions aux limites :

pour $x = 0$:

$$E_{z_2} = 0;$$

pour $x = l$:

$$E_{z_2} = E_{z_3},$$
$$H_{y_2} = H_{y_3}.$$

Supposons que l'on ait dans le milieu 2 :

$$H_{y_2} = A\, e^{j\omega t}\, e^{-j\beta_2 z} \cos \alpha_2 x.$$

On tire de là

$$E_{z_2} = -A \frac{\alpha_2}{j\omega\varepsilon_2} e^{j\omega t}\, e^{-j\beta_2 z} \sin \alpha_2 x,$$

$$E_{x_2} = \quad A \frac{\beta_2}{\omega\varepsilon_2} e^{j\omega t}\, e^{-j\beta_2 z} \cos \alpha_2 x.$$

Dans le milieu 3, le champ s'écrit

$$H_{y_3} = \quad B\, e^{j\omega t}\, e^{-j\beta_3 z}\, e^{-\alpha_3 x},$$

$$E_{z_3} = -B \frac{\alpha_3}{j\omega\varepsilon_3} e^{j\omega t}\, e^{-j\beta_3 z}\, e^{-\alpha_3 x},$$

$$E_{x_3} = -B \frac{\beta_3}{\omega\varepsilon_3} e^{j\omega t}\, e^{-j\beta_3 z}\, e^{-\alpha_3 x}.$$

La satisfaction des conditions aux limites impose

$$\beta_2 = \beta_3 = \beta,$$
$$A \cos \alpha_2 l = B\, e^{-\alpha_3 l},$$
$$A \frac{\alpha_2}{\varepsilon_2} \sin \alpha_2 l = B \frac{\alpha_3}{\varepsilon_3} e^{-\alpha_3 l}.$$

D'où

$$\boxed{\frac{\alpha_2}{\varepsilon_2} \operatorname{tg} \alpha_2 l = \frac{\alpha_3}{\varepsilon_3},}$$

avec, bien entendu

$$\alpha_2^2 - \beta^2 = -\omega^2 \varepsilon_2 \mu_0,$$
$$\alpha_3^2 - \beta^2 = -\omega^2 \varepsilon_3 \mu_0.$$

Les trois dernières équations définissant parfaitement les valeurs de α_2, α_3, β. Pour qu'il y ait propagation il faut que β soit réel. Pour satisfaire aux conditions à l'infini, on doit avoir $\alpha_3 > 0$ (onde évanescente suivant Ox).

On définira de la même manière l'impédance de surface

$$Z_S = \frac{E_z}{H_y} = -\frac{\alpha_2}{j\omega\varepsilon_2} \operatorname{tg} \alpha_2 l = -\frac{\alpha_3}{j\omega\varepsilon_3}.$$

Dans le cas examiné, l'impédance est inductive, ce qui correspond, par analogie avec la théorie des circuits électriques, à un ralentissement de la vitesse de phase.

J. Brown [5] a discuté le système précédent et montré que divers types d'onde peuvent exister au voisinage d'une couche de diélectrique disposée sur un conducteur.

Posons

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_3} = q.$$

Il existe :

a. des ondes guidées dans la couche, accompagnées à l'extérieur d'ondes évanescentes. Si λ_0 désigne la longueur d'onde dans [3], il peut exister n ondes de surface si

$$(n-1)\lambda_0 < 2l\sqrt{q-1} < n\lambda_0;$$

b. un spectre continu d'ondes se propageant suivant z. Le module de la constante de propagation imaginaire peut prendre toutes les valeurs comprises entre zéro et $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$;

c. un spectre continu d'ondes évanescentes suivant z. Suivant Oz, la constante de propagation réelle peut prendre toute valeur entre zéro et l'infini.

On peut ainsi déterminer le champ complet dû à l'existence d'un système de sources au voisinage d'une couche de diélectrique en faisant la somme d'un certain nombre d'ondes de surface, et en effectuant des intégrations dans les spectres *b* et *c*. On trouvera des intégrales du type précédent dans l'étude du rayonnement d'une source linéaire au voisinage d'une couche de diélectrique disposée sur un conducteur, effectuée par C. T. Tai [6].

Remarques. — 1. La forme en $e^{-\alpha_3 x - j\beta z}$ de l'onde évanescente montre que l'on peut la considérer comme une onde plane arrivant sur la structure avec un angle d'incidence purement imaginaire.

2. On sait que l'on peut interpréter la propagation d'une onde électromagnétique dans un guide à parois métalliques comme résultant d'une suite de réflexions d'ondes élémentaires planes sur les parois du guide. On peut trouver une interprétation analogue pour le cas de la couche de diélectrique [7].

On ne fera pas l'étude du cas du cylindre métallique recouvert d'un manchon de diélectrique, ou du cylindre diélectrique. On trouvera une étude détaillée de ce problème dans la Thèse de M. Bouix [8].

1.5. Étude des surfaces dentelées. Diélectriques artificiels (Corrugated surfaces).

Soit un plan conducteur $x = -h$. Des bandes métalliques rectangulaires indéfinies de hauteur h sont disposées parallèlement au plan $z = 0$. On

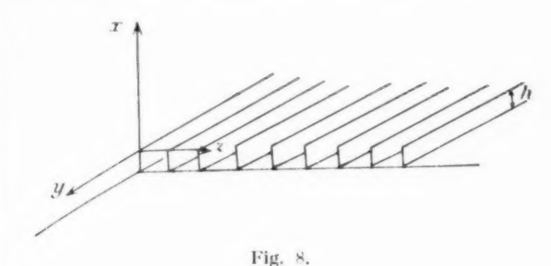


Fig. 8.

supposera ces bandes infiniment minces et suffisamment rapprochées pour qu'il y en ait un grand nombre par longueur d'onde. On suppose constant l'espacement entre les bandes.

Nous nous proposons d'étudier si une telle structure peut propager des ondes électromagnétiques.

Partons d'un champ magnétique [9] ($x > 0$) à composante unique dirigée suivant Oy :

$$H_y = H_0\, e^{-\alpha x - j\beta z}.$$

En exprimant le champ électrique en fonction du rotationnel du champ magnétique, on obtient

$$j\omega\varepsilon_0 E_y = \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} = 0.$$

$$j\omega\varepsilon_0 E_x = \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y},$$

d'où

$$E_x = -\frac{\beta}{\omega\varepsilon_0} H_0\, e^{-\alpha x - j\beta z}.$$

De plus

$$j\omega\varepsilon_0 E_z = \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x},$$

d'où

$$E_z = -\frac{j\alpha}{\omega\varepsilon_0} H_0\, e^{-\alpha x - j\beta z}.$$

Si maintenant on exprime H_y en fonction du rotationnel de E,

$$-j\omega\mu_0 H_y = \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z},$$

on obtient la relation

$$\beta^2 - \alpha^2 = \omega^2\varepsilon_0\mu_0 = k_0^2 \qquad \text{avec} \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0},$$

λ_0 longueur d'onde dans le vide.

Il est loisible de supposer que le champ entre les bandes ne varie pas suivant z. Au facteur de propagation près, le champ magnétique entre $x = -h$ et $x = 0$ peut s'écrire

$$H_y = H_0 \frac{\cos k_0(x + h)}{\cos k_0 h},$$

d'où on tire par la formule du rotationnel

$$E_z = -\frac{jk_0}{\omega\varepsilon_0} H_0 \frac{\sin k_0(x + h)}{\cos k_0 h}.$$

Pour $x = 0$, les champs magnétiques sont raccordés. Il faut maintenant raccorder les champs électriques tangentiels

$$E_{z_{x=+0}} = -\frac{j\alpha}{\omega\varepsilon_0} H_0\, e^{-j\beta z},$$

$$E_{z_{x=-0}} = -\frac{jk_0}{\omega\varepsilon_0} H_0\, e^{-j\beta z} \operatorname{tg} k_0 h,$$

en multipliant par le facteur de phase correspondant $e^{-j\beta z}$ on tire de là

$$k_0 \operatorname{tg} k_0 h = \alpha.$$

ou

$$\boxed{\beta = \pm \frac{k_0}{\cos k_0 h}}.$$

Le calcul précédent est, bien entendu, approché. On peut cependant en tirer d'utiles enseignements :

1° $\beta > \beta_0$. L'onde propagée le long de la structure a une vitesse de phase inférieure à celle de la lumière.

2° L'approximation précédente ne vaut plus si $k_0 h \to \frac{\pi}{2}$. Le raccord entre les champs au-dessus et au-dessous de l'interface $x = 0$ devient de plus en plus mauvais lorsque $k_0 h$ croît.

L. Brillouin [10] a étudié d'une manière plus précise le problème précédent; sa méthode suppose l'épaisseur des plaques très faible et leur écartement petit devant la longueur d'onde.

Le raccord qu'il effectue est beaucoup plus exact : pour cela, il introduit, en plus de l'onde T. M. précédente (qu'il appelle onde principale), une onde T. E. M. stationnaire suivant x entre les plaques et une superposition d'ondes T. M. Ce dernier type est :

a. entre les plaques : stationnaire en z;

b. dans l'espace libre : se propageant en z, évanescent en x.

La constante de propagation de l'onde principale

est donnée par

$$\beta = \frac{k_0}{|\cos k_0 h|}.$$

Cependant cette formule n'est valable que pour

$$0 < k_0 h < \frac{\pi}{2}, \qquad \pi < k_0 h < \frac{3\pi}{2}, \qquad \ldots$$

car les bandes $\left(\frac{\pi}{2}, \pi\right)$, $\left(\frac{3\pi}{2}, 2\pi\right)$ conduiraient à des ondes à un accroissement exponentiel en x c'est-à-dire à aucune solution physique.

Il ne peut donc y avoir propagation dans une structure de ce type que si

$$0 < h < \frac{\lambda_0}{4}, \qquad \frac{\lambda_0}{2} < h < \frac{3\lambda_0}{4}, \qquad \ldots$$

λ_0, longueur d'onde dans le vide.

W. Walkinshaw [11] a repris le problème en considérant une épaisseur finie de plaques et un écartement fini par rapport à la longueur d'onde λ_0. La structure qu'il considère (avec ses notations) est représentée sur la figure 9.

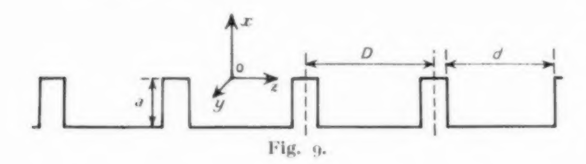


Fig. 9.

De l'expression des champs entre les plaques on tire pour $x = 0$,

$$E_z = \sum_0^\infty B_s \cos\frac{2\pi s}{d} z + \sum_1^\infty D_s \sin\frac{2s-1}{d}\pi z \qquad \text{si} \quad z < \frac{d}{2},$$

$$E_z = 0 \qquad \text{si} \quad \frac{d}{2} < z < \frac{D}{2},$$

$$H_y = \sum_0^\infty B'_s \cos\frac{2\pi s}{d} z + \sum_1^\infty D'_s \sin\frac{2s-1}{d}\pi z.$$

Les B'_s et D'_s se déduisant des B_s et D_s par les équations de Maxwell.

Les champs pour l'espace entre fentes de rang n s'obtiennent (Th. de Floquet) en multipliant les expressions précédentes par $e^{-j\beta_0 n D}$ où β_0 désigne la constante de propagation le long de la structure.

De l'expression des champs dans l'espace libre, on obtient pour $x = 0$,

$$E_z = \sum_{-\infty}^{+\infty} A_m e^{-j\beta m z},$$

$$H_y = \sum_{-\infty}^{+\infty} A'_m e^{-j\beta m z},$$

avec

$$\beta m = \beta_0 + \frac{2\pi m}{D}.$$

En multipliant les valeurs de E_z par $\cos\frac{2\pi s}{d} z$ et $\sin\frac{2s-1}{d} z$ et en intégrant sur le segment $\left(-\frac{D}{2}, +\frac{D}{2}\right)$, en procédant de même pour H_y avec le segment $\left(-\frac{d}{2}, +\frac{d}{2}\right)$ on obtient par élimination pour les A_m un déterminant infini qu'il faut égaler à zéro. En prenant seulement les trois premières lignes et colonnes, Walkinshaw obtient une assez bonne approximation pour β_0.

On pourrait songer à étendre à des structures plus complexes une méthode de ce genre mais il semble que les difficultés de calcul deviennent rapidement inextricables.

De nombreux auteurs, Rayleigh [12], Voigt [13], U. Fano [14], K. Artman [15], ont étudié par une méthode analogue la réflexion d'une onde par une surface dont le profil est représentable par une série de Fourier. Citons également les travaux de W. Twersky [16] sur les problèmes de diffraction multiple des ondes électromagnétiques.

Une autre méthode consiste à partir d'un guide à rainures, à résoudre le problème des champs par des méthodes variationnelles et à envoyer ensuite les parois lisses du guide à l'infini (*fig.* 10).

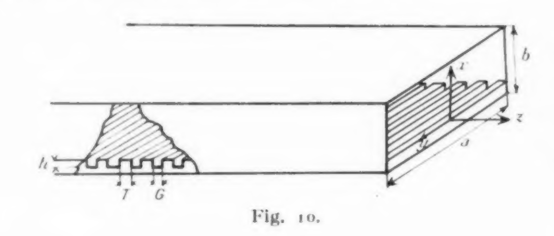


Fig. 10.

On part d'expressions du champ analogues à celles de Walkinshaw mais de type mixte T. E. T. M. et l'on écrit

$$\int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \int_0^{G+T} (E \wedge H^*)\vec{u}_x \, dy \, dz$$

$$= \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \int_0^{G} (\mathcal{E} \wedge \mathcal{H}^*)\vec{u}_x \, dy \, dz,$$

où

E, H sont les champs pour $x \geq 0$;
$\mathcal{E}$, $\mathcal{H}$ les champs pour $x \leq 0$;

$\vec{u}_x$, vecteur-unité de Ox;

le symbole * désigne la quantité conjuguée.

On obtient ainsi une expression en H qu'il s'agit de rendre stationnaire et une expression en E que la valeur de E tirée de H doit vérifier.

Lorsqu'on envoie les parois lisses du guide à l'infini, on obtient la relation

$$\operatorname{cotg} k_0 h = \frac{G}{G+T} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\beta_0}{k_0}\right)^2 - 1}},$$

où

T est l'épaisseur des plaques;

G l'intervalle séparant deux faces en regard des plaques successives.

Une telle formule convient lorsque

$$G + T \leq \frac{\lambda}{10}.$$

En résumé : Nous avons montré qu'une surface de structure striée peut propager des ondes et nous avons passé en revue les méthodes indiquées pour le calcul de la constante de propagation. Il est apparu dans l'échelle des longueurs d'onde des bandes passantes et des bandes coupées.

La vitesse de phase des ondes propagées soit v est toujours inférieure à c, c vitesse de la lumière.

Il convient maintenant d'examiner les propriétés de rayonnement de ces surfaces. Mais, auparavant il est nécessaire de consacrer un développement assez court à la notion de spectre angulaire.

1.6. **Problèmes de diffraction et spectre angulaire** [18].

Supposons que dans le système de coordonnées cartésiennes indiqué sur la figure 11 le milieu $z > 0$ soit constitué d'un diélectrique homogène, de constante de propagation k et d'admittance caractéristique η. Nous considérons uniquement des champs cissoïdaux, indépendants de y et de type T. M. ($H // Oy$). Supposons donné $H_y(x, z)$. Par les équations de Maxwell on peut, comme on l'a vu au paragraphe précédent obtenir E_x et E_z.

Supposons tout d'abord que l'onde rayonnée dans la région $z > 0$ soit une onde plane, se propageant dans la direction θ. Posons

$$C = \cos\theta, \qquad S = \sin\theta.$$

On a ainsi en un point (z, x)

$$E(z, x) = A(C, 0, -S) \exp[-jk(Cz + Sx)],$$
$$H(z, x) = \eta A(0, 1, 0) \exp[-jk(Cz + Sx)]$$

en supprimant le facteur $e^{j\omega t}$.

On obtient la distribution correspondante dans le plan $z = 0$ à partir de ces deux expressions. Nous nous bornerons à E_x,

$$E_x(0, x) = AC \exp(-jkSx),$$

le coefficient de propagation dans la direction x est kS. C'est la composante suivant $z = 0$ du vecteur

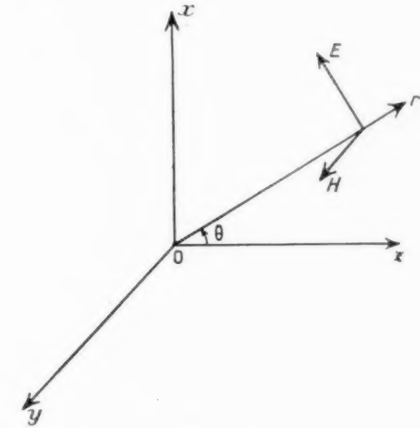


Fig. 11.

de propagation $k(S, 0, C)$. Réciproquement, toute composante E_x admettant pour coefficient de propagation kS produit dans $z > 0$ une onde plane dont la direction fait un angle θ avec $Oz (S = \sin\theta)$.

Supposons maintenant que l'on ait une composante E_x, à coefficient de propagation kS tel que $S > 1$,

$$C = \sqrt{1 - S^2} \quad \text{serait imaginaire.}$$

On obtient ainsi une onde évanescente dans le milieu $z > 0$, se propageant suivant Ox. On aura une décroissance exponentielle dans la direction Oz de la forme $\exp(-k\sqrt{S^2 - 1}\, z)$ et dans la direction $Ox \exp(-jkSx)$.

Considérons maintenant dans $z = 0$ une répartition spatiale $E_x(0, x)$. La transformée de Fourier de $E_x(0, x)$ donne un ensemble équivalent au spectre d'ondes élémentaires, correspondant à des kS variables.

La partie du spectre correspondant à $|S| < 1$ fournit des ondes rayonnées, celle correspondant à $|S| > 1$ des ondes évanescentes.

Chaque onde élémentaire a bien entendu son amplitude et sa phase propre.

Si l'on pose maintenant

$$P(S) = \lambda C\, A(S),$$

$\lambda = \frac{2\pi}{k}$, longueur d'onde dans $z > 0$.

On obtient le champ électromagnétique

$$E(z, x) = \frac{1}{\lambda}\int_{-\infty}^{+\infty} P(S)(C, 0, -S)\exp[-jk(Cz+Sx)]\frac{\mathrm{d}S}{C},$$

$$H(z, x) = \frac{\eta}{\lambda}\int_{-\infty}^{+\infty} P(S)\,(0, 1, 0)\,\exp[-jk(Cz+Sx)]\frac{\mathrm{d}S}{C},$$

produit par la distribution

$$E_x(0, x) = \frac{1}{\lambda}\int_{-\infty}^{+\infty} P(S)\,e^{-jkSx}\,\mathrm{d}S.$$

On peut comparer les spectres angulaires précédents à des spectres de fréquence où le rôle de la fréquence f serait joué par la quantité kS.

En inversant la formule précédente, on obtient en fonction de la distribution $E_x(0, x)$ le spectre angulaire $P(S)$,

$$P(S) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_x(0, x)\exp(jkSx)\,\mathrm{d}x.$$

Booker et Clemmow ont montré de plus que dans le *cas d'une distribution dans $z = 0$ ne s'étendant pas jusqu'à l'infini le* spectre angulaire est également le diagramme polaire de rayon r avec $s = \theta$.

1.7. Rayonnement des surfaces striées. Premières méthodes de calcul.

Soit une surface striée de longueur l terminée par un plan métallique indéfini (*fig.* 12). Soit β_0

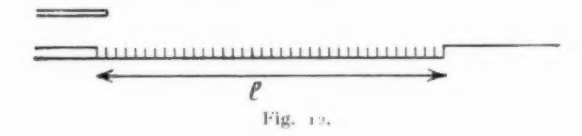


Fig. 12.

la constante de propagation le long de cette surface obtenue par la méthode du paragraphe 1.5. On peut supprimer la surface striée en la remplaçant par un feuillet de courants électriques et magnétiques :

$$\vec{J}_e = -\vec{u}_z\, j\frac{\omega\varepsilon_0}{2} A\, e^{j(\omega t-\beta_0 z)},$$

$$\vec{J}_m = \vec{u}_y\, A\, e^{j(\omega t-\beta_0 z)}.$$

En effet

$$\vec{J}_e = -(\vec{u}_x \wedge \vec{H}), \qquad J_m = -(\vec{u}_x \wedge \vec{E}),$$

$\vec{u}_x$, $\vec{u}_y$ et $\vec{u}_z$ vecteurs unitaires de Ox, Oy et Oz.

En prenant l'image des feuillets dans le plan métallique, il reste le feuillet magnétique

$$\vec{J}_m = 2\vec{u}_y\, A\, e^{j(\omega t-\beta_0 z)}.$$

On obtient aisément le diagramme de rayonnement

$$H_y = -\frac{\omega\varepsilon_0}{2} l A\sqrt{\frac{2}{\pi k_0 r}} \times e^{j\left(\omega t - kr + \frac{\pi}{4}\right)} \frac{\sin\frac{\pi l}{\lambda}\left[\frac{\beta_0}{k_0} - \cos\theta\right]}{\frac{\pi l}{\lambda}\left[\frac{\beta_0}{k_0} - \cos\theta\right]}.$$

On obtient ainsi un rayonnement longitudinal (Elliott [17] a montré qu'en l'absence de plan métallique terminal, le lobe principal fait un certain angle avec le plan $x = 0$). Dans le cas du rayonnement longitudinal, on obtient un gain maximum à β_0 donné pour

$$\boxed{l = \frac{\pi}{\beta_0 - k_0}} \qquad \text{(relation de Hansen et Woodyard).}$$

D'où une limitation du gain des antennes de ce type lorsque β_0 est donné.

L'étude complète tient compte du champ excitateur, mais les traits généraux du phénomène ne s'en trouvent pas considérablement modifiés.

Nous avons représenté sur la figure 13 un diagramme expérimental [17] $\left(\frac{l}{\lambda_0} = 7{,}33\right)$. On remar-

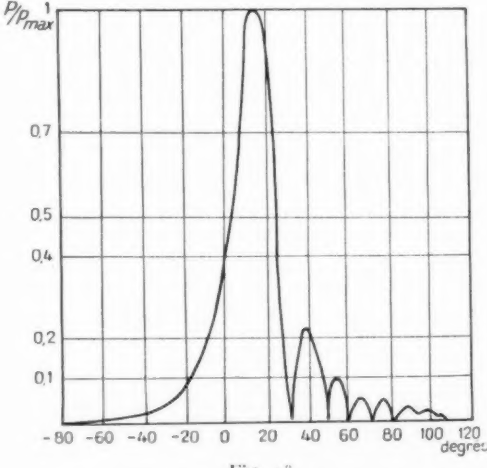


Fig. 13.

quera le niveau relatif important des feuilles secondaires et l'asymétrie du diagramme, l'accord des phases se produisant pour une direction faisant un certain angle avec l'antenne.

1.8. Irrégularités de structure d'une surface striée. Remarques sur la structure périodique.

L'expérience a montré que l'on peut améliorer le diagramme de rayonnement d'une surface striée (directivité, diminution du niveau des lobes secondaires) en altérant la répartition régulière des stries. On peut songer à étudier la propagation le long d'une surface ondulée périodiquement (*fig.* 14).

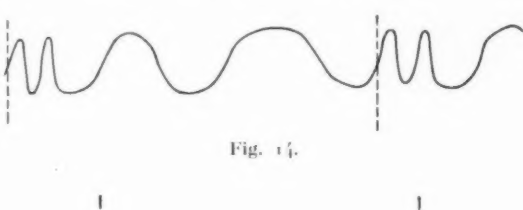


Fig. 14.

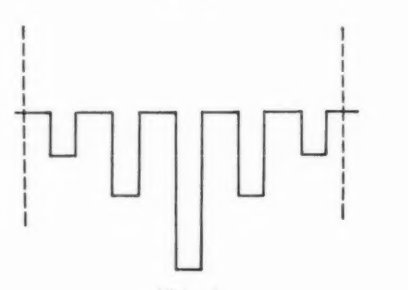


Fig. 15.

On aboutirait, en utilisant le théorème de Floquet à un système linéaire d'une infinité d'équations à une infinité d'inconnues. Si le problème mathématique est ainsi résolu, on n'a pu jusqu'ici tirer d'une solution de ce genre d'utiles renseignements physiques dans le cas général.

On peut également songer à utiliser, pour un profil périodique du type représenté sur la figure 15, la méthode de Kroll et Lamb utilisée pour la théorie du magnétron de type « Rising Sun », en tenant compte ici du théorème de Floquet.

Enfin un problème de nature analogue est obtenu en considérant une couche de diélectrique d'épaisseur uniforme, de perméabilité μ_0 constante (structure du paragraphe 1.5) mais dont la permittivité ε est une fonction de z (*fig.* 16) (périodique ou non).

Des problèmes de ce genre seront examinés et discutés plus loin. Nous nous proposons d'étudier maintenant l'influence, dans la propagation sur une telle « ligne de transmission », de facteurs tels que la longueur de la période (en longueur d'onde) et l'amplitude des variations imposées à la vitesse de phase.

Le cas examiné [20] est celui d'une ligne de périodicité L suivant Oz. On supposera que l'hétérogé-

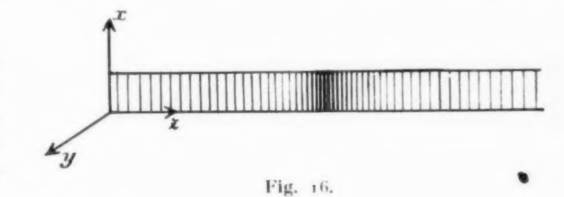


Fig. 16.

néité périodique affecte la phase d'une onde

$$U = U_0 \exp(-jkz)$$

se propageant sur la ligne non perturbée d'une modulation de profondeur β et de périodicité L.

La forme de l'onde résultante sera

$$U = U_0 \, e^{-j\left(kz + \beta \sin \frac{2\pi}{L} z\right)}.$$

Une telle expression peut se développer en une série du type

$$U = U_0 \sum_{-\infty}^{+\infty} a_m \, e^{-j\left(k + \frac{2\pi m}{L}\right) z},$$

soit

$$U = U_0 \left[J_0(\beta) \, e^{-jkz} + \sum_{-\infty}^{+\infty}{}' J_m(\beta) \, e^{-j\left(m \frac{2\pi}{L} + k\right) z} + \sum_{-\infty}^{+\infty}{}' (-1)^m J_m(\beta) \, e^{j\left(m \frac{2\pi}{L} - k\right) z} \right].$$

(Le signe $\sum'$ indique qu'il faut exclure $m = 0$ de la sommation. J_m est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre m.)

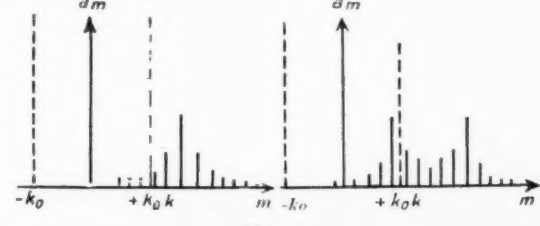


Fig. 17.

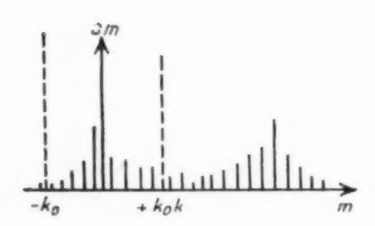


Fig. 18.

Suivant la valeur de β on obtient un spectre d'harmoniques d'espace données par les figures 17, 18, pour des valeurs croissantes de β.

La théorie du spectre angulaire nous montre que les harmoniques d'espace correspondant aux raies comprises entre $-k_0$ et $+k_0$ correspondent à de l'énergie rayonnée.

On peut alors distinguer pour m, trois intervalles :

m.	—	$-k_0$.	0.	$+k_0$	k	+
Énergie...	Réfléchie sur la ligne		Rayonnée vers l'arrière et l'avant		Propagée vers l'avant sur la ligne	

On voit aisément que l'énergie rayonnée croît :

1° à β fixé lorsque k se rapproche de k_0;

2° à k fixé lorsque β croît à partir de zéro tout en restant petit.

De plus les raies sont plus serrées lorsque L croît, β et k étant fixés. Si β est assez petit, lorsque L croît, l'énergie rayonnée diminue. Sur la figure, $L_1 > L_2$.

Nous avons parlé jusqu'ici de puissance rayonnée sans préciser la portion de ligne intéressée. Il paraît raisonnable d'admettre que chaque cellule de longueur L rayonne une quantité d'énergie proportionnelle à l'énergie incidente. Il en résulte un léger affaiblissement exponentiel le long de la ligne (*fig.* 19) qu'un calcul plus développé pourrait prendre en considération.

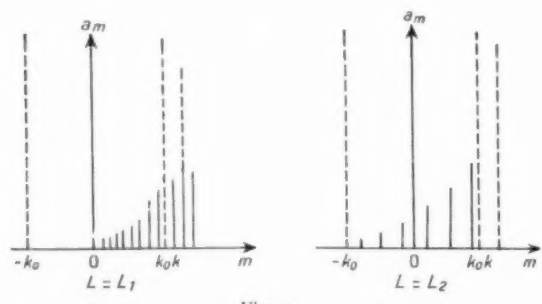


Fig. 19.

1.9. Quelques remarques sur les milieux à permittivité variable [21].

Rappelons tout d'abord comment sont modifiées les équations du champ électromagnétique lorsque la quantité ε varie (on supposera le milieu non ferromagnétique, et la perméabilité constante). On aura, avec les notations précédentes

$$\overline{H} = \frac{1}{\mu} \operatorname{rot} A,$$

$$E = -\frac{\partial A}{\partial t} - \overline{\operatorname{grad}}\, \varphi,$$

avec la relation

$$\operatorname{div} A + \varepsilon\mu \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0,$$

les potentiels vecteur A et scalaire φ satisfaisant aux relations

$$\Delta\varphi - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\rho + \overline{E}\, \frac{\overline{\operatorname{grad}\, \varepsilon}}{\varepsilon},$$

$$\Delta \overline{A} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = -\mu\, i + \mu \frac{\partial \varphi}{\partial t} \overline{\operatorname{grad}\, \varepsilon},$$

ρ et i étant les densités de charge et de courant électrique.

En l'absence de ces derniers il subsiste

$$\Delta\varphi - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = E\, \frac{\overline{\operatorname{grad}\, \varepsilon}}{\varepsilon},$$

$$\Delta A - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = + \operatorname{div} A\, \frac{\overline{\operatorname{grad}\, \varepsilon}}{\varepsilon},$$

$-E\, \dfrac{\overline{\operatorname{grad}\, \varepsilon}}{\varepsilon}$ joue le rôle de charge électrique fictive;

$\dfrac{1}{\mu_0} \operatorname{div} A\, \dfrac{\overline{\operatorname{grad}\, \varepsilon}}{\varepsilon}$ joue le rôle de courant fictif.

En particulier, on peut calculer le champ produit par le courant fictif. Il dépend de $\dfrac{\overline{\operatorname{grad}\, \varepsilon}}{\varepsilon}$ et s'annule avec cette dernière quantité. Il peut être utile pour résoudre l'équation donnant A d'utiliser la méthode d'approximation B.W.K.J. [22] couramment employée en Mécanique ondulatoire.

2. DISCONTINUITÉS ET RAYONNEMENT DANS LES MILIEUX DIÉLECTRIQUES.

2.1. Détermination du rayonnement lié à une variation de permittivité dans un milieu diélectrique semi-indéfini.

Le calcul sera effectué pour le cas le plus simple, celui d'une onde plane franchissant une discontinuité de permittivité.

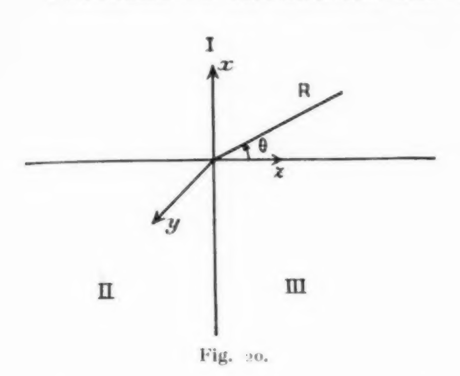


Fig. 20.

Les milieux I, II et III représentés sur la figure 20 ont la perméabilité μ_0 du vide; on posera $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$; λ_0, longueur d'onde dans le vide

	Milieu.	Constante diélectrique.
I	$x > 0$	ε_0 (vide)
II	$x < 0,\ z < 0$	$\varepsilon_2 > \varepsilon_0$
III........	$x < 0,\ z > 0$	$\varepsilon_3 > \varepsilon_0$

Les équations du champ électromagnétique dans le milieu II sont (on n'écrira pas le facteur $e^{j\omega t}$)

$$H_{y_2} = [A_2 e^{\alpha_2 x} + A'_2 e^{-\alpha_2 x}] e^{-j\beta_2 z},$$

$$E_{x_2} = -\frac{1}{j\omega\varepsilon_2}\frac{\partial H_{y_2}}{\partial z},$$

$$E_{z_2} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_2}\frac{\partial H_{y_2}}{\partial x}.$$

Dans le milieu III on aura de même

$$H_{y_3} = (A_3 e^{\alpha_3 x} + A'_3 e^{-\alpha_3 x}) e^{-j\beta_3 z},$$

$$E_{x_3} = -\frac{1}{j\omega\varepsilon_3}\frac{\partial H_{y_3}}{\partial z},$$

$$E_{z_3} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_3}\frac{\partial H_{y_3}}{\partial x}.$$

Pour $z = 0$ il est possible de raccorder les champs au moyen d'une onde réfléchie dans le premier milieu

$$\mathcal{H}_{y_2} = (B_2 e^{\alpha_2 x} + B'_2 e^{-\alpha_2 x}) e^{+j\beta_2 z},$$

$$\mathcal{E}_{x_2} = -\frac{1}{j\omega\varepsilon_2}\frac{\partial \mathcal{H}_{y_2}}{\partial z},$$

$$\mathcal{E}_{z_2} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_2}\frac{\partial \mathcal{H}_{y_2}}{\partial x}.$$

Il est tout d'abord nécessaire d'avoir

$$\alpha_2 = \alpha_3 = \alpha,$$

moyennant quoi il subsiste les conditions :

a. Continuité des composantes tangentielles des champs :

$$A_2 + B_2 = A_3,$$

$$A_2 - B_2 = A_3 \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_3}\frac{\beta_3}{\beta_2},$$

$$A'_2 + B'_2 = A'_3,$$

$$A'_2 - B'_2 = B'_3 \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_3}\frac{\beta_3}{\beta_2}.$$

b. Continuité de l'induction normale :

$$A_2 + B_2 = A_3.$$
$$A'_2 + B'_2 = A'_3,$$

déjà satisfait en *a*.

Si l'on pose $A_2 = a$; $A'_2 = a'$ on obtient

$$B_2 = a\frac{\left(\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}\frac{\beta_2}{\beta_3} - 1\right)}{\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}\frac{\beta_2}{\beta_3} + 1} = ma,$$

$$A_3 = a\frac{2}{\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}\frac{\beta_2}{\beta_3} + 1} = pa,$$

$$B'_2 = ma',$$

$$A'_3 = pa',$$

avec

$$m = \frac{\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}\frac{\beta_2}{\beta_3} - 1}{\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}\frac{\beta_2}{\beta_3} + 1}, \qquad p = 1 + m.$$

L'onde se propageant dans le milieu II est accompagnée dans le milieu I par une onde évanescente

$$H_{y_{12}} = a'' e^{-\alpha_{12} x} [e^{-j\beta_2 z} + m e^{j\beta_2 z}],$$

$$E_{x_{12}} = -\frac{1}{j\omega\varepsilon_0}\frac{\partial H_{y_{12}}}{\partial z},$$

$$E_{z_{12}} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_0}\frac{\partial H_{y_{12}}}{\partial x}.$$

Effectuons le raccordement pour $x = 0$ à l'interface (I, II)

$$a + a' = a'',$$

$$-\frac{\alpha}{\varepsilon_2}(a - a') = \frac{\alpha_{12}}{\varepsilon_0} a''.$$

En posant

$$\tau = \frac{a - a'}{a + a'},$$

il vient

$$\alpha_{12} = -\tau\alpha\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_2}.$$

Puis à l'interface (I, III)

$$a + a' = a'',$$

$$-\frac{\alpha}{\varepsilon_3}(a - a') = \frac{\alpha_{13}}{\varepsilon_0} a'' \quad \rightarrow \quad \alpha_{13} = -\tau\alpha\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_3}.$$

Nous avons donc en résumé les relations (R)

$$(\mathrm{R})\quad \left\{\begin{aligned} &\alpha_2 = \alpha_3 = \alpha,\\ &-\alpha^2 + \beta_2^2 = k_0^2\,\varepsilon_2,\\ &-\alpha^2 + \beta_3^2 = k_0^2\,\varepsilon_3,\\ &-\alpha^2\left(\tau\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_2}\right)^2 + \beta_2^2 = k_0^2\,\varepsilon_0,\\ &-\alpha^2\left(\tau\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_3}\right)^2 + \beta_3^2 = k_0^2\,\varepsilon_0.\end{aligned}\right.$$

On peut remarquer que τ a la forme d'un coefficient de réflexion.

On tire de là la valeur de τ :

$$\tau^2 = \frac{\dfrac{\varepsilon_3-\varepsilon_2}{\varepsilon_0^2}}{\dfrac{\varepsilon_3-\varepsilon_0}{\varepsilon_2^2}+\dfrac{\varepsilon_0-\varepsilon_2}{\varepsilon_3^2}}.$$

Supposons maintenant que

$$\varepsilon_0 = 1, \qquad \varepsilon_2 = \varepsilon, \qquad \varepsilon_3 = \varepsilon + \mathrm{d}\varepsilon.$$

Au premier ordre près

$$\boxed{\tau^2 = \frac{\varepsilon^3}{3\varepsilon - 2}.}$$

Il en résulte que $\alpha_{12} \neq \alpha_{13}$ *et qu'il n'y a pas raccordement pour* $z = 0$, $x > 0$.

Il est loisible de faire l'hypothèse fondamentale que le rayonnement est dû à des sources auxiliaires disposées sur le demi-plan $x > 0$, $z = 0$, *dont l'amplitude est prise égale à la discontinuité des champs,* soit pour le champ électrique

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{\beta_2}{\omega}\,a''(1-m)\,e^{-\alpha_{12}x} - \frac{\beta_3}{\omega}\,a''p\,e^{-\alpha_{13}x}\\ &= \frac{a''}{\omega}\,e^{-\alpha_{12}x}\,\beta\left[x\,\mathrm{d}\alpha_{12} - \frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\varepsilon}\right],\end{aligned}$$

avec

$$p = 1 + \frac{1}{2}\left[\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\varepsilon} - \frac{\mathrm{d}\beta}{\beta}\right],$$

$$m = \frac{1}{2}\left[\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\varepsilon} - \frac{\mathrm{d}\beta}{\beta}\right].$$

Le diagramme de rayonnement donné par de telles sources sera

$$\begin{aligned} E_x = \frac{j}{\sqrt{\lambda}}\,\frac{\beta}{\omega}\,a''(1+\cos\theta)\Big[\mathrm{d}\alpha_{12}\int_0^{\infty} x\,e^{-\alpha_{12}x}\,e^{jkx\sin\theta}\,\mathrm{d}x\\ - \frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\varepsilon}\int_0^{\infty} e^{-\alpha_{12}x}\,e^{jkx\sin\theta}\,\mathrm{d}x\Big]\end{aligned}$$

en considérant le problème comme un problème cylindrique.

D'où le diagramme

$$\frac{a''\beta}{\sqrt{\lambda}\,\omega}(1+\cos\theta)\left[\frac{\mathrm{d}\alpha_{12}}{(\alpha_{12}-jk_0\sin\theta)^2} - \frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\varepsilon}\,\frac{1}{\alpha_{12}-jk_0\sin\theta}\right].$$

Posons $\varepsilon = 1 + u$ où u est supposé petit. On tire du système (R)

$$\alpha = k_0\sqrt{\frac{u}{2}},$$

$$\beta = k_0\left(1+\frac{u}{4}\right),$$

$$\alpha_{12} = -k_0\sqrt{\frac{u}{2}}.$$

On a alors

$$\mathrm{d}\alpha_{12} \sim -\frac{k_0}{2\sqrt{2}}\,\frac{\mathrm{d}u}{\sqrt{u}},$$

$$\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\varepsilon} \sim \mathrm{d}u.$$

Il en résulte que si u est assez petit, seul le premier terme du crochet intervient. Il subsiste donc

$$E_x = \frac{a''\beta}{2\sqrt{2}\sqrt{\lambda}\,k_0}\,\frac{1+\cos\theta}{\left[\sqrt{\dfrac{u}{2}} - j\sin\theta\right]^2}\,\frac{\mathrm{d}u}{\sqrt{u}}.$$

On obtient ainsi un diagramme avec maximum dans la direction Oz. L'énergie totale contenue dans le lobe principal est proportionnelle à $\dfrac{(\mathrm{d}u)^2}{u}$, soit à $\dfrac{(\mathrm{d}\varepsilon)^2}{\varepsilon-1}$.

L'énergie rayonnée est donc d'autant plus considérable que $\mathrm{d}\varepsilon$ *est plus grand et* ε *voisin de* 1.

Remarque. — On a les expressions complètes

$$\alpha^2 = \frac{k_0^2}{2}\,\frac{(3\varepsilon-2)(\varepsilon-1)}{2\varepsilon-1},$$

$$\beta^2 = \frac{k_0^2}{2}\,\frac{\varepsilon^2+3\varepsilon-2}{2\varepsilon-1},$$

$$\alpha_{12}^2 = \frac{k_0^2}{2}\,\frac{\varepsilon(\varepsilon-1)}{2\varepsilon-1},$$

$$\mathrm{d}\alpha_{12} = -\frac{k_0}{2\sqrt{2}}\,\frac{2\varepsilon^2-2\varepsilon+1}{(2\varepsilon-1)^{\frac{3}{2}}\sqrt{\varepsilon(\varepsilon-1)}}\,\mathrm{d}\varepsilon.$$

Remarque. — On a pris α réel, ce qui donnerait pour l'onde en $e^{\alpha x}$ une croissance exponentielle. (A partir du calcul précédent, il est aisé de montrer que pour $\varepsilon > 1$, pour avoir des ondes de surface en I de part et d'autre de $z = 0$, il est *nécessaire* de prendre α réel.)

Cette étude permet la mise en évidence d'une onde captive différente de celle décrite dans la partie précédente. Elle correspond en fait au remplacement du plan métallique d'impédance de surface nulle

par un plan d'impédance infinie. On coupe l'ensemble I et II par le plan $x = x_0$ tel que

$$H_y = 0 \qquad \text{si} \quad a\,e^{+\alpha x_0} + a'\,e^{-\alpha x_0} = 0.$$

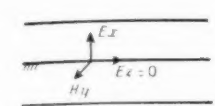


Fig. 21.

soit

$$e^{2\alpha x_0} = -\frac{a'}{a}, \qquad \text{d'où} \qquad -\coth \alpha x_0 = \tau.$$

2.2. Essai de détermination des paramètres caractéristiques d'une discontinuité dans une couche de diélectrique.

On caractérisera maintenant la discontinuité dans la couche par une variation brusque de la réactance de surface (*fig.* 22). La couche $z < 0$ est

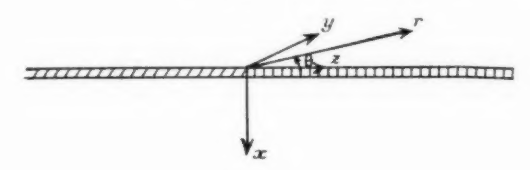


Fig. 22.

supposée caractérisée par une impédance de surface

$$Z_1 = \frac{1}{j\omega}\,\frac{\dfrac{\partial H_{y_1}}{\partial x}}{H_{y_1}}.$$

La couche $z > 0$ a pour impédance

$$Z_2 = \frac{1}{j\omega}\,\frac{\dfrac{\partial H_{y_2}}{\partial x}}{H_{y_2}}.$$

Nous appellerons dorénavant ψ la mesure algébrique de H_y et nous remplacerons les conditions aux limites des paragraphes précédents par

$$\psi_1 + \frac{j}{\omega Z_1}\,\frac{\partial \psi_1}{\partial x} = 0,$$

$$\psi_2 + \frac{j}{\omega Z_2}\,\frac{\partial \psi_2}{\partial x} = 0.$$

Les conditions aux limites du type précédent sont particulièrement précieuses dans les équations intégrales se présentant dans les problèmes de diffraction [23 à 26].

Nous supposons implicitement une dépendance harmonique des champs à l'égard du temps et nous supprimons les facteurs $e^{j\omega t}$.

La fonction ψ cherchée satisfait à l'équation des ondes

$$\psi''_{x^2} + \psi''_{z^2} + k_0^2\,\psi = 0$$

(on supposera que k_0 possède une partie imaginaire > 0 que l'on pourra ensuite faire tendre vers zéro)

$$k_0 = k_1 + jk_2.$$

Appelons φ la fonction correspondant à la portion diffractée du champ, ψ_0 le champ incident. On a, en appelant ψ le champ total

$$\psi = \psi_0 + \varphi \qquad (\psi_0 = e^{ik_z z + k_x x};\ k_x = \zeta_1).$$

On sait d'après la théorie des fonctions de Green que φ satisfait à

$$\varphi = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[G(x, z, 0, z')\,\frac{\partial \varphi}{\partial x}(0, z') - \frac{\partial G}{\partial x}(x, z, 0, z')\,\varphi(0, z') \right] dz'$$

G est une fonction de Green associée à l'équation des ondes.

Le champ total substitué dans l'équation précédente donne

$$\psi - \psi_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[G\left(\frac{\partial \psi}{\partial x'} - \frac{\partial \psi_0}{\partial x'} \right) - \frac{\partial G}{\partial x'}(\psi - \psi_0) \right] dz'.$$

Si l'on choisit une fonction de Green satisfaisant à

$$G + \frac{j}{Z_1\omega}\,\frac{\partial G}{\partial x} = 0 \qquad \text{pour} \quad x = 0.$$

$$\left(\text{On posera} \quad \frac{j}{Z_1\omega} = -\frac{1}{\zeta_1}, \quad \frac{j}{Z_2\omega} = -\frac{1}{\zeta_2}. \right)$$

Il subsiste

$$\boxed{\psi = \psi_0 + (\zeta_2 - \zeta_1)\int_0^{+\infty} G\,\psi\, dz'.}$$

Étude de la fonction de Green. — Rappelons que la fonction de Green satisfait à l'équation non homogène des ondes

$$G''_{x^2} + G''_{z^2} + k_0^2\,G = -\delta(z - z_0)\,\delta(x - x_0),$$

où δ désigne la fonction Δ de Dirac. On désignera dans cette partie le symbole des imaginaires par i.

Les conditions supplémentaires suivantes sont imposées à G :

a. $$G - \frac{1}{\zeta_1}\,\frac{\partial G}{\partial x} = 0 \qquad (Cf.\ \text{ci-dessus});$$

b. G asymptotique à $\dfrac{e^{+ik_0 R}}{\sqrt{R}}$.

Les grandes lignes du calcul qui va suivre sont inspirées d'une méthode élaborée par A. E. Heines et H. Feshbach [27].

Une transformation de Fourier complexe en u donne

$$\begin{aligned} G(x, z, x', z') &= \frac{1}{2\pi}\int_C [\exp iu(z-z') - i\alpha x] \\ &\qquad \times [A\cos\alpha x' + B\sin\alpha x']\,du \quad (x < x') \\ &= \frac{1}{2\pi}\int_C [\exp iu(z-z') - i\alpha x'] \\ &\qquad \times [A\cos\alpha x + B\sin\alpha x]\,du \quad (x > x'), \end{aligned}$$

avec

$$A = \frac{i}{\alpha - i\zeta_1}, \qquad B = \frac{i\zeta_1}{\alpha(\alpha - i\zeta_1)}$$

et

$$\alpha^2 = k_0^2 - u^2.$$

Ou prendra la branche de α se réduisant à k_0 pour $u = 0$.

Il reste à définir le contour $C(u)$. Par décomposition des cosinus et sinus en exponentielles on obtient

$$\begin{aligned} G = {} & \frac{i}{4} H_0^{(1)}\left\{k_0[(z-z')^2 + (x-x')^2]^{\frac{1}{2}}\right\} \\ & + \frac{i}{4} H_0^{(1)}\left\{k_0[(z-z')^2 + (x+x')^2]^{\frac{1}{2}}\right\} \\ & - \frac{\zeta_1}{2\pi}\int_C \frac{\exp[iu(z-z') - i\alpha(x+x')]\,du}{\alpha(\alpha - i\zeta_1)}, \end{aligned}$$

$H_0^{(1)}$ fonction de Hankel d'ordre zéro.

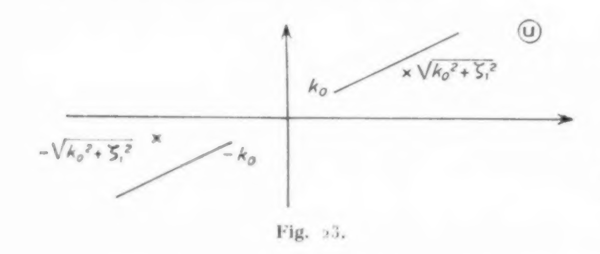


Fig. 23.

On prendra le chemin $C(u)$ dans la bande

$$|\mathfrak{I}(u)| < |\mathfrak{I}(k_0)|.$$

Le contour doit éviter la coupure du plan (k_0, ∞), $(-k_0, \infty)$ et également le point $\alpha = i\zeta$, soit

$$u = \sqrt{k_0^2 + \zeta_1^2}.$$

On peut voir aisément que si $\left|\dfrac{k_0}{\zeta_1}\right| > \sqrt{2}$, le point $u = \sqrt{k_0^2 + \zeta_1^2}$ est en dehors de la bande utilisée.

On peut déformer le contour (C) en dehors de la bande en prenant par exemple)

$$u = k_0 \cos(\chi + i\tau) \qquad (-\infty < \tau < +\infty)$$

et la branche de α utilisée sera celle correspondant à

$$\alpha = -k_0 \sin(\chi + i\tau).$$

On peut alors montrer [27] que la valeur asymptotique de la fonction de Green est

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\,\frac{\exp i\frac{\pi}{4}\exp ik_0 R}{\sqrt{k_0 R}\,(i\zeta_1 + k_0\sin\chi)} \quad \text{dans la direction } \chi.$$

Transformée de Fourier de l'équation intégrale. — Nous écrirons l'équation intégrale sous la forme

$$\begin{aligned} &\varphi_0(z) + \varphi_1(z) \\ &\quad = \varphi_2(z) + (\zeta_2 - \zeta_1)\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_0(z')\,G(0, z, 0, z')\,dz', \end{aligned}$$

avec ici

$$\begin{cases} \varphi_0(z) = \psi(0, z) & (z > 0), \\ \qquad = 0 & (z < 0); \end{cases}$$
$$\begin{cases} \varphi_1(z) = \psi(0, z) - \exp ik_z z & (z < 0), \\ \qquad = 0 & (z > 0); \end{cases}$$
$$\begin{cases} \varphi_2(z) = \exp ik_z z & (z > 0), \\ \qquad = 0 & (z < 0) \end{cases}$$

(k_z, constante de propagation du mode incident).

On voit alors que $\varphi_1(z)$ est $O[\exp k_2 z]$.

Pour que l'intégrale donnant

$$\varphi_1(z) \sim \int_0^{\infty} \frac{\exp ik_0(z'-z)\,\varphi_0(z')\,dz'}{\sqrt{z-z'}}$$

converge, il est nécessaire que

$$\varphi_0 = O[\exp i\sigma z] \qquad \text{avec} \quad \mathfrak{I}(\sigma) < k_z$$

en supposant l'intégrabilité des φ (ce que nous vérifierons par la suite), on voit aisément que

$$\Phi_0(u) = \int_0^{\infty} \exp(-iuz)\,\varphi_0(z)\,dz$$

est régulier dans le demi-plan inférieur

$$\mathfrak{I}(u) < \mathfrak{I}(\sigma)$$

et

$$\Phi_1(u) = \int_{-\infty}^{0} \exp(-iuz)\,\varphi_1(z)\,dz$$

est régulier dans le demi-plan supérieur

$$\mathfrak{I}(u) > -k_z.$$

D'autre part la fonction $G(0, z, 0, 0)$ a pour trans-

formée bilatérale de Fourier : $\frac{i}{\alpha - i\zeta_1}$ régulière dans

$$-k_2 < \Im(u) < +k_2.$$

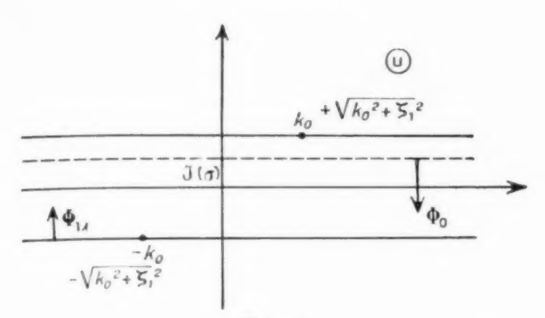


Fig. 24.

enfin, $\varphi_2(z)$ a pour transformée unilatérale, $\frac{-i}{u-k_z}$ régulière dans le demi-plan inférieur

$$\Im(u) < k_2.$$

D'où un domaine commun d'analyticité

$$-k_2 < \Im(u) < k_2 \quad \text{ou} \quad \Im(\sigma).$$

Par suite de l'existence de ce dernier domaine, on peut appliquer la transformation de Fourier à l'équation et l'on obtient

$$\Phi_0(u) + \Phi_1(u) = \frac{i(\zeta_2 - \zeta_1)}{\alpha - i\zeta_1}\Phi_0 + \frac{1}{i(u-k_z)}$$

ou encore

$$\Phi_1(u) + \Phi_0(u)\frac{\alpha - i\zeta_2}{\alpha - i\zeta_1} = \frac{1}{i(u-k_z)}.$$

Il convient maintenant d'effectuer la factorisation de

$$K(u) = \frac{\alpha - i\zeta_2}{\alpha - i\zeta_1}, \qquad \text{où} \quad \alpha = \sqrt{k_0^2 - u^2},$$

$K(u)$ a deux points de branchement

$$u = +k_0, \qquad u = -k_0.$$

La décomposition se fera en considérant successivement le dénominateur

$$D(u) = 1 - \frac{i\zeta_1}{\sqrt{k_0^2 - u^2}}$$

et le numérateur

$$N(u) = 1 - \frac{i\zeta_2}{\sqrt{k_0^2 - u^2}}.$$

Dans la bande

$$|\Im(u)| < k_2.$$

$D(u)$ et son logarithme sont réguliers. Le long des

Fig. 25.

coupures à l'intérieur de la bande l'argument de α vaut $+\frac{\pi}{2}$. Le long du chemin C en pointillé on a

$$\frac{D'(u)}{D(u)} = \frac{1}{2\pi i}\int_C \frac{-i\zeta_1 t\,dt}{\left[(k_0^2 - t^2)^{\frac{1}{2}} - i\zeta_1\right](k_0^2 - t^2)(t-u)}$$
$$= \frac{-i\zeta_1 u}{\left[(k_0^2 - u^2)^{\frac{1}{2}} - i\zeta_1\right](k_0^2 - u^2)}$$

(formule de Cauchy).

Les côtés de C parallèles à l'axe imaginaire donnent une contribution nulle $[O(t^{3})]$.

L'intégrale le long du côté inférieur donne une fonction régulière dans le demi-plan supérieur $\Im(u) > -k_2$, *l'intégrale le long du côté supérieur une fonction régulière si* $\Im(u) < k_2$ (u dans la bande).

Soient C_1 et C_2 ces chemins.

Considérons tout d'abord C_1. Nous avons à considérer un chemin C'_1 dessiné ci-dessous.

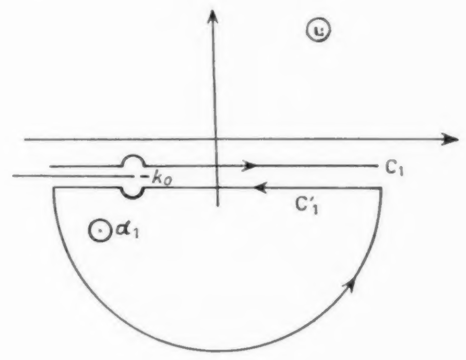


Fig. 26.

On peut alors écrire

$$\frac{D'_1}{D_1} = \frac{1}{2\pi i}\int_{C_1} = \frac{1}{2\pi i}\int_{C_1} + \frac{1}{2\pi i}\int_{C'_1} - \mathcal{R}\alpha_1.$$

$\mathcal{R}\alpha_1$, désignant le résidu au point $\alpha_1 = -\sqrt{k_0^2 + \zeta_1^2}$,

d'où

$$\frac{D'_1}{D_1} = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{-k_0} \frac{-i\zeta_1 t\,dt}{(t^2-k_0^2-\zeta_1^2)\sqrt{(t^2-k_0^2)}(t-u)}$$

$$-\frac{1}{2(u+k_0)}+\frac{1}{u+\sqrt{k_0^2+\zeta_1^2}}$$

$$= -\frac{1}{2}\,\frac{1}{u+k_0}+\frac{1}{u+\sqrt{k_0^2+\zeta_1^2}}$$

$$+\frac{i\zeta_1}{\pi}\left[\frac{\Psi(u)-\Psi(\alpha_1)}{u-\alpha_1}+\frac{\Psi(u)-\Psi(-\alpha_1)}{u+\alpha_1}\right],$$

avec

$$\Psi = \sqrt{k_0^2-u^2}\ \mathrm{Arctg}\left[\frac{k_0-u}{k_0+u}\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= \frac{1}{2}\,\frac{1}{\sqrt{u^2-k_0^2}}\ln\frac{u+\sqrt{u^2-k_0^2}}{k_0}.$$

On obtient finalement

$$D_1 = (u+k_0)^{-\frac{1}{2}}\left(u+\sqrt{k_0^2+\zeta_1^2}\right)$$

$$\times \exp\frac{i\zeta_1}{\pi}\int_0^u\left[\frac{\Psi(t)-\Psi(\alpha_1)}{t-\alpha_1}+\frac{\Psi(t)-\Psi(-\alpha_1)}{t+\alpha_1}\right]dt$$

à une constante multiplicative près.

En étudiant le contour (2) on trouve que

$$D_1(u) = D_2(-u).$$

La décomposition de $N(u)$ est la même (on remplace ζ_1 par ζ_2). Ainsi

$$K_1(u) = \frac{N_1(u)}{D_1(u)}.$$

Solution de l'équation intégrale. — Elle s'écrit

$$-\frac{\Phi_1(u)}{K_1(u)}+\frac{1}{i(u-k_{z_1})}\left[\frac{1}{K_1(u)}-\frac{1}{K_1(k_{z_1})}\right]$$

$$= K_2(u)\Phi_0(u)-\frac{1}{i(u-k_{z_1})K_1(k_{z_1})}.$$

Le membre de gauche est régulier pour

$$\mathfrak{I}(u) > -k_2$$

et le membre de droite pour

$$\mathfrak{I}(u) < \mathfrak{I}(\tau)\quad\text{ou}\quad \mathfrak{I}(k_{z_1}),$$

d'où un domaine commun de régularité et la régularité par suite dans tout le plan u.

Chaque membre est une fonction entière $E(u)$, et en considérant les valeurs des deux membres pour $u\to\infty$, on voit que cette fonction entière est $\equiv$ o.

On a donc

$$\Phi_0(u) = \frac{1}{i(u-k_{z_1})K_2(u)K_1(k_{z_1})};$$

$$\Phi_0(u) = O\left(\frac{1}{u}\right)\quad\text{lorsque}\quad \mathfrak{I}(u) < \mathfrak{I}(k_{z_1})\quad\text{si}\quad u\to\infty.$$

donc

$$\varphi_0(z) = O(1)\quad\text{lorsque}\quad z\to+0.$$

De même

$$\Phi_1(u) = \frac{-K_1(u)}{i(u-k_{z_1})}\left[\frac{1}{K_1(k_{z_1})}-\frac{1}{K_1(u)}\right].$$

On peut montrer que $\varphi(0, z)$ est continu pour $z = 0$. Comme

$$K_1(u) = \frac{u+k_{z_2}}{u+k_{z_1}}\exp[f(u)],$$

$$K_2(u) = \frac{u-k_{z_2}}{u-k_{z_1}}\exp[f(-u)],$$

On voit que $\Phi_0(u)$ a au dénominateur un terme en $u-k_{z_1}$ (onde transmise) et $\Phi_1(u)$ a au dénominateur un terme en $u+k_{z_1}$ (onde réfléchie).

Étude du champ. Paramètres caractéristiques de la discontinuité. — Appliquons à l'équation intégrale transformée le théorème de convolution. Il vient

$$\psi(z, x) = \psi_0(z, x)+\frac{\zeta_2-\zeta_1}{2\pi}$$

$$\times\int_C \frac{\exp\left[iuz-ix\sqrt{k_0^2-u^2}\right]du}{K_2(u)K_1(k_{z_1})(u-k_{z_1})\left[\sqrt{k_0^2-u^2}-i\zeta_1\right]},$$

C étant tracé dans la bande de régularité.

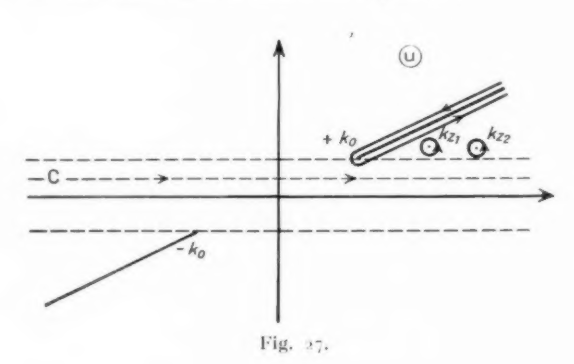


Fig. 27.

On remplacera (C) si $z > 0$ par le contour en traits pleins. Pour $u = k_{z_1}$. On obtient une onde $-\exp(ik_{z_1}z+\zeta_1 x)$ qui annule l'onde incidente et une onde transmise

$$\frac{i(\zeta_2-\zeta_1)\exp\left(ik_z z-ix\sqrt{k_0^2-k_{z_2}^2}\right)}{K'_2(k_{z_2})K_1(k_{z_1})\,i(\zeta_2-\zeta_1)(k_{z_2}-k_{z_1})},$$

soit un coefficient de transmission

$$\boxed{t = \frac{1}{(k_{z_2}-k_{z_1})K_1(k_{z_1})K'_2(k_{z_2})}.}$$

On déterminera de même le coefficient de réflexion en utilisant le contour de la figure 28.

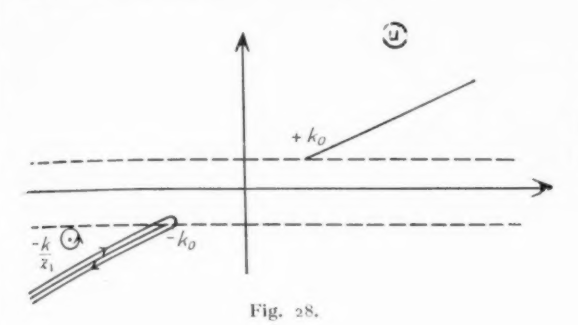


Fig. 28.

On obtient alors

$$\frac{i(\zeta_2-\zeta_1)\exp(-ik_{z_1}z+\zeta_1 x)}{-K_2(-k_{z_1})K_1(k_{z_1})2k_{z_1}\left(\frac{-k_{z_1}}{i\zeta_1}\right)}.$$

Soit

$$\boxed{r=-\frac{\zeta_1(\zeta_2-\zeta_1)}{2k_{z_1}^2 K_1(k_{z_1})K_2(-k_{z_1})}},$$

t et r sont en général des nombres complexes d'où un déphasage de l'onde transmise.

Autre manière d'exprimer $K_1(u)$ *et* $K_2(u)$. — En posant

$$t=k_0\cos\varphi,$$

φ réel ou imaginaire. On obtient

$$\Psi(k_0\cos\varphi)=-\frac{i\varphi}{2k_0\sin\varphi}.$$

Si l'on écrit

$$\zeta_1=k_0\,\mathrm{sh}\,\theta_1,\qquad \zeta_2=k_0\,\mathrm{sh}\,\theta_2;$$
$$k_{z_1}=k_0\,\mathrm{ch}\,\theta_1,\qquad k_{z_2}=k_0\,\mathrm{ch}\,\theta_2.$$

La fonction $f(u)$ qui apparaît dans l'expression de K_1 devient

$$f(u)=\frac{1}{\pi}\left[\int_u^{\theta}\frac{\varphi\cos\varphi\,\mathrm{sh}\,\theta_1-\theta_1\,\mathrm{ch}\,\theta_1\sin\varphi}{\cos^2\varphi-\mathrm{ch}^2\theta_1}\,d\varphi-\int_u^{\theta}\frac{\varphi\cos\varphi\,\mathrm{sh}\,\theta_2-\theta_2\,\mathrm{ch}\,\theta_2\sin\varphi}{\cos^2\varphi-\mathrm{ch}^2\theta_2}\,d\varphi\right]$$

définie à une constante multiplicative près.

Pour K_2 on remplacera $k_0\cos\varphi$ par $-k_0\cos\varphi$.

Diagramme de rayonnement. — Il reste à apprécier le champ de diffraction.

Il est nécessaire d'évaluer l'intégrale

$$\frac{\zeta_2-\zeta_1}{2\pi}\int_C\frac{\exp\left[iuz-ix\sqrt{k_0^2-u^2}\right]du}{K_2(u)K_1(k_{z_1})(u-k_{z_1})\left[\sqrt{k_0^2-u^2}-i\zeta_1\right]},$$

C étant un contour tracé dans la bande commune de régularité.

Posons

$$z=R\cos\theta,\qquad x=-R\sin\theta,$$

avec

$$0\leqq\theta\leqq\pi.$$

D'autre part transformons le plan des u dans le plan des τ par la transformation

$$u=k_0\cos\tau,\qquad \text{où}\quad \tau=\zeta+i\eta\ \begin{cases}-\infty<\eta<+\infty,\\ 0\leqq\zeta<\pi.\end{cases}$$

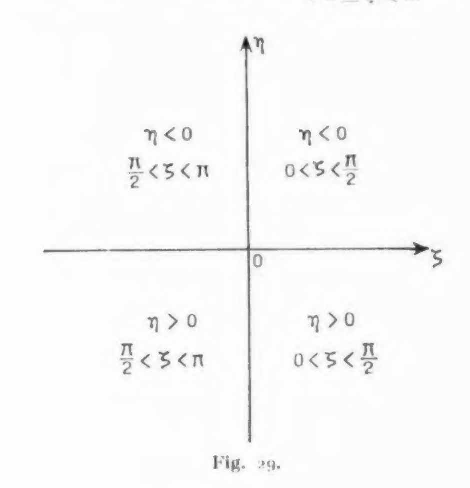


Fig. 29.

L'exponentielle devient

$$\exp ik_0R\cos(\tau-\theta)$$
$$=\exp k_0R[\sin(\zeta-\theta)\,\mathrm{sh}\,\eta+i\cos(\zeta-\theta)\,\mathrm{ch}\,\eta].$$

On obtient les cols en posant

$$\frac{d}{d\tau}\cos(\tau-\theta)=0,$$

soit

$$(\mathrm{A})\quad \zeta=\theta,\qquad \eta=0$$

ou

$$(\mathrm{B})\quad \zeta=\pi+\theta,\qquad \eta=0,$$

seul (A) se trouve dans le domaine de variation de θ.

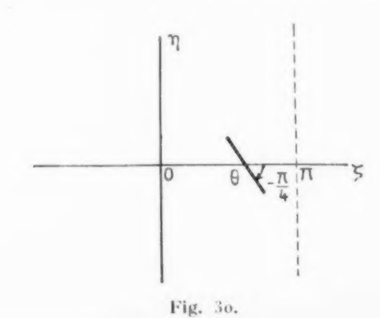


Fig. 30.

La ligne de plus grande pente $\left[\text{qui rend } \frac{i(t-0)^2}{2} f''(0)\right.$ réel et $\left.< 0\right]$ coupe l'axe des ζ sous l'angle $-\frac{\pi}{4}$.

On obtient ainsi la valeur principale de l'intégrale qui correspond au diagramme de rayonnement

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi k_0 R}} \exp i\left(k_0 R - \frac{\pi}{4}\right) \times \frac{(\operatorname{sh}\theta_2 - \operatorname{sh}\theta_1)\sin\theta \exp[-f(-k_0\cos\theta)]}{(\cos\theta - \operatorname{ch}\theta_2)(\cos\theta - i\operatorname{sh}\theta_1)}.$$

En conclusion nous avons pu déterminer :

a. des coefficients de transmission t et de réflexion r (en général des nombres complexes) pour une discontinuité de réactance de surface;

b. un terme de rayonnement dont on a donné l'expression de la partie principale.

Détermination explicite de $K_1(u)$ et $K_2(u)$ lorsque k_{z_1} et k_{z_2} sont voisins de k_0. — Le terme que nous avons écrit ci-dessus dans $K_1(u)$ sous le symbole exposant est rappelons-le

$$f(u) = \frac{i\zeta_1}{\pi}\int^{u}\left[\frac{\Psi(t)-\Psi(k_{z_1})}{t-k_{z_1}} + \frac{\Psi(t)-\Psi(-k_{z_1})}{t+k_{z_1}}\right]dt - \frac{i\zeta_2}{\pi}\int^{u}\left[\frac{\Psi(t)-\Psi(k_{z_2})}{t-k_{z_2}} + \frac{\Psi(t)-\Psi(-k_{z_2})}{t+k_{z_1}}\right]dt.$$

avec

$$\Psi(t) = \frac{1}{2\sqrt{t^2-k_0^2}} \ln\frac{t+\sqrt{t^2-k_0^2}}{k_0}.$$

Nous distinguerons deux intervalles pour $|u|$:

$a.$ $|u| > |k_0|$;
$b.$ $|u| > |k_0|$;

On sait que

$$\zeta_1 = k_0 \operatorname{sh}\theta_1, \qquad \zeta_2 = k_0 \operatorname{sh}\theta_2;$$
$$k_{z_1} = k_0 \operatorname{ch}\theta_1, \qquad k_{z_1} = k_0 \operatorname{ch}\theta_1, \qquad \theta_1, \theta_2 \neq 0.$$

$a.$ $|u| > |k_0|$. — On posera

$t = k_0 \operatorname{ch}\varphi$ si u est dans le demi-plan $u > 0$,
$t = -k_0 \operatorname{ch}\varphi$ si u est dans le demi-plan $u < 0$;

si $u > 0$:

$$\Psi(k_0 \operatorname{ch}\varphi) = \frac{\varphi}{2\operatorname{sh}\varphi\, k_0};$$

si $u < 0$:

$$\Psi = -\frac{\varphi}{2\operatorname{sh}\varphi\, k_0};$$

$$f(u) = \frac{i}{2\pi}\left\{\int^{\beta}\left[\frac{\varphi\operatorname{sh}\theta_1 - \theta_1\operatorname{sh}\varphi}{\operatorname{ch}\varphi - \operatorname{ch}\theta_1} + \frac{\varphi\operatorname{sh}\theta_1 + \theta_1\operatorname{sh}\varphi}{\operatorname{ch}\varphi + \operatorname{ch}\theta_1}\right]d\varphi - \int^{\beta}\left[\frac{\varphi\operatorname{sh}\theta_2 - \theta_2\operatorname{sh}\varphi}{\operatorname{ch}\varphi - \operatorname{ch}\theta_2} + \frac{\varphi\operatorname{sh}\theta_2 + \theta_2\operatorname{sh}\varphi}{\operatorname{ch}\varphi + \operatorname{ch}\theta_1}\right]d\varphi\right\}.$$

β étant supposé petit on se bornera au premier terme du développement limité de la fonction à intégrer, soit

$$f(k_0 \operatorname{ch}\beta) = +\frac{i}{2\pi}(\theta_1 - \theta_2)\frac{\beta^2}{3} \qquad \text{si } u > 0,$$
$$f(-k_0 \operatorname{ch}\beta) = +\frac{i}{2\pi}(\theta_1 - \theta_2)\frac{\beta^2}{3} \qquad \text{si } u < 0.$$

On obtient ainsi les expressions

$$K_1 = A\frac{\operatorname{ch}\beta + \operatorname{ch}\theta_2}{\operatorname{ch}\beta + \operatorname{ch}\theta_1} \exp\frac{i}{2\pi}(\theta_1 - \theta_2)\frac{\beta^2}{3},$$
$$K_2 = B\frac{\operatorname{ch}\beta - \operatorname{ch}\theta_2}{\operatorname{ch}\beta - \operatorname{ch}\theta_1} \exp\frac{i}{2\pi}(\theta_1 - \theta_2)\frac{\beta^2}{3},$$

A et B étant tels que pour $\beta = 0$,

$$K_1 K_2 = \frac{\operatorname{sh}\theta_2}{\operatorname{sh}\theta_1},$$
$$AB = \frac{\operatorname{sh}\theta_1}{\operatorname{sh}\theta_2}.$$

D'où la valeur du coefficient de transmission

$$\boxed{t = \frac{\theta_2}{\theta_1}\exp - \frac{i}{3\pi}(\theta_1 - \theta_2)\frac{\theta_1^2 + \theta_2^2}{2},}$$

avance de phase si $\theta_1 > \theta_2$.

$b.$ pour $|u| < k_0$ on posera de même

$$t = \pm k_0 \cos\varphi.$$

Z_1 et Z_2 étant donnés, le déphasage au passage de la discontinuité change de signe suivant que l'on passe de Z_1 à Z_2 ou de Z_2 à Z_1. Ce résultat n'est pas contraire au principe de réciprocité. Soit, en effet, entre un émetteur E et un récepteur R, une ligne de transmission formée de deux tronçons Z_1 et Z_2 (*fig.* 31). Le calcul précédent donne le déphasage

Fig. 31.

produit par la discontinuité D. Cependant, on ne sait rien *a priori* sur les déphasages en (Z_1, E) et (Z_2, R).

Si, nous considérons maintenant la disposition

Fig. 32.

de la figure 32, les déphasages en E et R sont inconnus mais égaux et, dans ce cas, comme on a simultané-

ment (Z_1, Z_2) et (Z_2, Z_1) les déphasages dans les sens (E, R) et (R, E) sont bien égaux.

3. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA PHASE LE LONG D'UNE LIGNE A CARACTÉRISTIQUES VARIABLES

3.1. Introduction.

Nous nous proposons d'appliquer à la réalisation d'antennes diélectriques les propriétés de transmission et de rayonnement dues à des discontinuités de réactance de surface.

On peut constituer des aériens linéaires à rayonnement longitudinal au moyen de réseaux de sources convenablement excitées en phase et en amplitude; cependant l'alimentation séparée de ces sources s'avère malaisée lorsque leur nombre augmente. La solution la plus commode consiste alors à localiser l'alimentation, l'excitation des diverses sources s'effectuant de proche en proche.

L'aérien comprendra ainsi, alimentée à une de ses extrémités, une ligne de transmission sur laquelle sont disposés des éléments rayonnants. On caractérise cette ligne par la vitesse de phase de l'onde qui s'y propage. Elle peut être $\gtrless c$, c vitesse de la lumière dans le vide.

De ce fait, on peut classer les aériens connus en trois groupes :

$v > c$, guides d'ondes à fente à rayonnement transversal;

$v = c$, coaxial à fente à rayonnement longitudinal;

$v < c$, cierges diélectriques, antennes de type yagi.

Le nouvel aérien envisagé appartient au dernier groupe. Soit, en effet, un cylindre indéfini en diélectrique de permittivité $\varepsilon > 1$ sur lequel un mode se propage. Pour faire rayonner une telle ligne, il est nécessaire d'y créer des discontinuités : variation de section droite, de courbure, introduction d'obstacles diélectriques ou conducteurs ou encore discontinuités dans la constante diélectrique.

L'expérience vérifie bien qu'il apparaît sur la ligne des sources de rayonnement. On peut espérer de plus effectuer la synthèse de diagrammes de rayonnement variés suivant les amplitudes et phases respectives de ces sources.

Rappelons tout d'abord la détermination du diagramme de rayonnement d'une répartition linéaire.

Soient des sources de rayonnement réparties sur un axe zz' dans l'intervalle $(-L, +L)$ avec une densité $f(z)$ (*fig.* 33), chaque source ayant un diagramme de rayonnement $h(\theta)$, θ désignant l'angle d'une direction quelconque avec zz'. Soit $\exp[-jk(z)z]$ le facteur de phase des sources élémentaires.

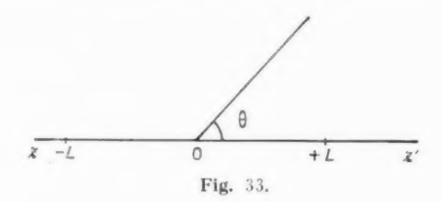


Fig. 33.

Le diagramme à l'infini du rayonnement de l'ensemble s'écrit

$$F(\theta) = h(\theta)\int_{-L}^{+L} f(z)\, e^{-jz[k(z)-k_0\cos\theta]}\, dz,$$

où $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$; λ_0, longueur d'onde dans le vide.

Supposons $k(z) = ak_0$, posons $\frac{z}{L} = t$,

$$F(\theta) = L\, h(\theta)\int_{-1}^{+1} f(Lt)\, e^{-jk_0L(a-k_0\cos\theta)t}\, dt.$$

En posant $k_0L(a - \cos\theta) = u$,

$$F(\theta) = L\, h(\theta)\int_{-1}^{+1} f(Lt)\, e^{-jut}\, dt.$$

Si maintenant $f(Lt) = A$ constant,

$$F(\theta) = -L\, h_1(u)\, A\,\frac{\sin u}{u}, \qquad h_1(u) = h(\theta).$$

Si de plus le maximum de $h_1(u)$ se trouve dans l'axe zz', F sera maximum dans l'axe si l'on peut prendre $u = 0$, soit

$$a = 1,$$

la vitesse de phase de l'onde excitant les sources de rayonnement doit être celle de la lumière dans le vide.

Nous avons représenté sur la figure 34 (extraite

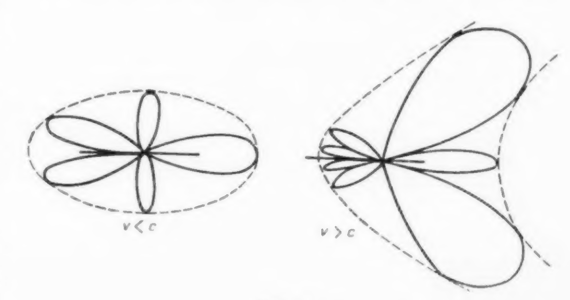


Fig. 34.

de [28]) l'allure des diagrammes de rayonnement pour $v > c$, $v < c$.

Dans le cas de $v < c$ en particulier, l'augmentation de L accroît le nombre des feuilles latérales au détriment du gain dans l'axe. Le nombre de feuilles est en effet égal au nombre de zéro de la fonction sin u lorsque u varie de $k_0L(a-1)$ à $k_0L(a+1)$ puis de là à $k_0L(a-1)$ et le niveau de la feuille principale maxima varie comme $\frac{1}{u}$ $\left(\text{enveloppe de } \frac{\sin u}{u}\right)$.

On obtient ainsi la relation de Hansen Woodyard avec

$$\boxed{k_0L(a-1) = \frac{\pi}{2}} \qquad \left(2^e \text{ max. de } \frac{\sin u}{u}\right).$$

Il convient de rappeler d'autre part que le gain des aériens linéaires où $v = c$ est proportionnel à $\frac{L}{\lambda_0}$ et la largeur de la feuille principale (à 3 dB) inversement proportionnelle à $\sqrt{\frac{\lambda_0}{L}}$ [29].

3.2. Les lignes en diélectrique artificiel.

Un milieu diélectrique artificiel est un milieu constitué d'éléments métalliques dans lequel une onde plane se propage avec une vitesse de phase différente de celle qu'elle aurait dans le vide.

De tels milieux ont été considérés pour la première fois pour la construction de lentilles en hyperfréquence [30], [31] (où des milieux à trois dimensions sont utilisés). Les surfaces striées, ou les milieux constitués de bandes métalliques égales et équidistantes ont déjà été citées (milieux à deux dimensions).

Intéressons-nous maintenant à un milieu que l'on pourrait qualifier d'unidimensionnel. C'est une ligne de transmission analogue à une ligne de Goubau et dont nous pouvons définir une « réactance de surface ».

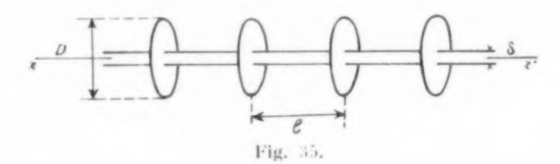


Fig. 35.

Cette ligne est constituée par des éléments métalliques égaux et équidistants supportés par une tige conductrice centrale.

Pour simplifier, ces éléments seront supposés être des disques de diamètre D écartés de la quantité l (*fig.* 35). La tige centrale a un diamètre δ. L'ensemble est de révolution autour de l'axe zz'.

Excitons une telle ligne par l'ouverture d'un guide d'ondes circulaire, lui-même parcouru par un mode H_{11} (une excitation coaxiale dans l'axe serait plus simple mais conduirait à un champ à symétrie axiale inutilisable pour un rayonnement longitudinal).

Le champ électromagnétique de la ligne, ainsi qu'on l'a vu plus haut, est le même que celui d'un câble diélectrique.

3.3. Mesure de la vitesse de phase.

Il est possible d'obtenir expérimentalement la vitesse de phase de l'onde se propageant le long de la ligne.

Pour effectuer cette mesure, une méthode d'opposition a pu être utilisée. A l'aide d'une sonde S, une portion d'énergie est prélevée au voisinage de la ligne en un point A (*fig.* 36).

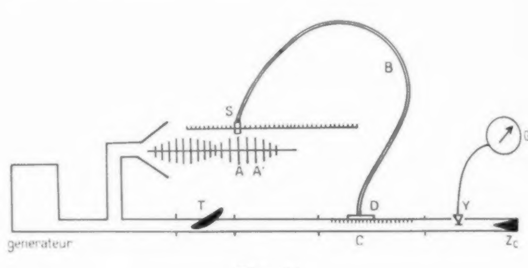


Fig. 36.

Transportée par câble coaxial B sur un banc de mesure C muni d'un chariot D, elle est opposée à une onde de référence de phase fixe. On déplace D de manière à obtenir un zéro sur le galvanomètre G relié au cristal détecteur Y.

Si maintenant la sonde est déplacée de A en A', pour rétablir le zéro sur G, il faut déplacer D d'une longueur Δl. Le déphasage $\Delta\Phi$ de l'onde entre A et A' est tel que

$$\Delta\Phi = k\,\Delta l \quad \text{avec } k \text{ constant.}$$

On n'obtient de zéro que si les amplitudes des ondes sont égales. On utilisera l'atténuateur T pour obtenir des amplitudes aussi voisines que possible.

On peut ainsi mesurer des variations de phase avec une précision de l'ordre de 1 %.

Résultats expérimentaux. — Soit λ_z la longueur d'onde de phase mesurée le long de la ligne.

A. Lorsque l/λ_0 est petit, $\lambda_z \simeq \lambda_0$.

Pour les aériens considérés dans la suite, il convient

d'utiliser des $\lambda_z \neq \lambda_0$, ce qui nécessite l'utilisation de $\frac{l}{\lambda_0} > 0,1$.

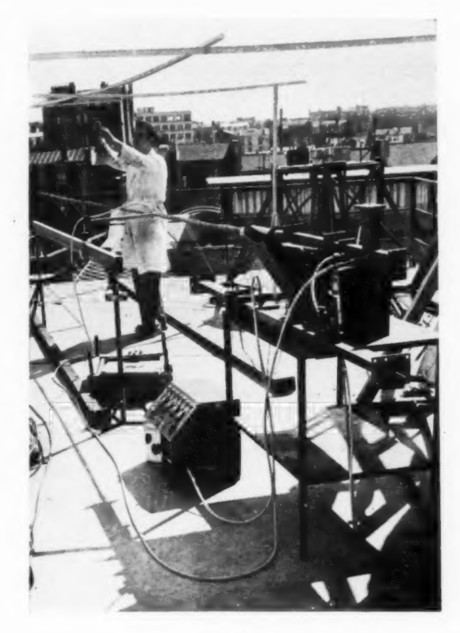


Fig. 37.

— Dans ces conditions, en première approximation, λ_z ne dépend que de $\frac{l}{\lambda_0}$ et $\frac{d}{\lambda_0}$ avec $d = D - \delta$.

La figure 38 représente les variations de λ_z en

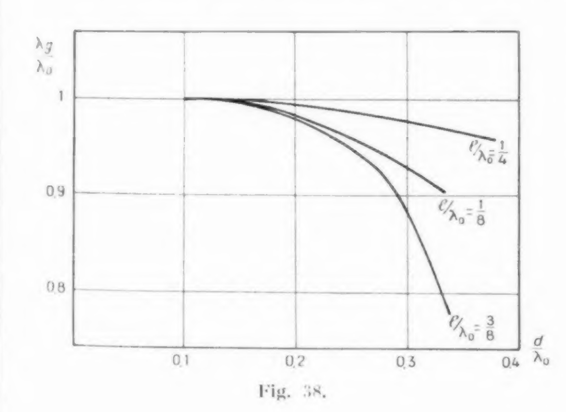


Fig. 38.

fonction de $\frac{d}{\lambda_0}$ pour trois valeurs du paramètre $\frac{l}{\lambda_0}$.

— Si $\frac{d}{\lambda_0}$ est petit, $\lambda_z \approx \lambda_0$ mais toujours $< \lambda_0$. $\lambda_0 - \lambda_z$ passe par un minimum pour $\frac{l}{\lambda_0}$ voisin de $\frac{1}{4}$. Si $\frac{d}{\lambda_0} > \frac{1}{2}$ la ligne ne transmet plus d'énergie. Si $\frac{d}{\lambda_0} > 1$ une nouvelle bande de transmission apparaît (conformément aux prévisions théoriques).

— Il est donc possible de faire varier les caractéristiques de la ligne soit en laissant $\frac{l}{\lambda_0}$ fixe et en faisant varier $\frac{d}{\lambda_0}$, soit inversement en laissant $\frac{d}{\lambda_0}$ fixe et en faisant varier $\frac{l}{\lambda_0}$.

Les deux solutions ont été utilisées pour la construction d'antennes rayonnant en bout d'après les principes exposés précédemment.

3.4. Rayonnement et variation de la vitesse de phase dans une antenne à rayonnement longitudinal.

Soit maintenant une ligne en diélectrique artificiel constituée d'un certain nombre de fuseaux mis bout à bout (*fig.* 39).

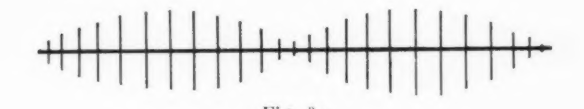


Fig. 39.

Chaque élément de longueur $2\lambda_0$ est constitué de disques circulaires écartés le $l = 0,17\lambda_0$ et tels que $\frac{d}{\lambda_0}$ varie de 0,13 à 0,30. Les résultats de mesure de la phase d'une onde qui se propage le long d'une telle structure, sont indiqués dans les figures 40 et 41,

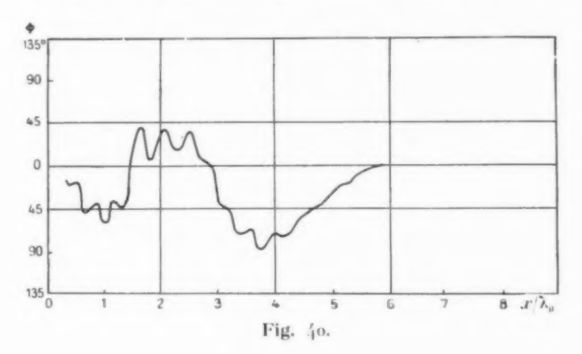


Fig. 40.

pour des lignes respectivement à deux et quatre éléments.

On lit en abscisses, le rapport z/λ_0, et en ordonnées

l'écart Φ en degrés de la phase par rapport à une onde de référence dont la vitesse de phase est c.

Les ondulations de faible amplitude et de courte périodicité sont dues à des ondes stationnaires. Il reste à expliquer les variations brutales de la phase.

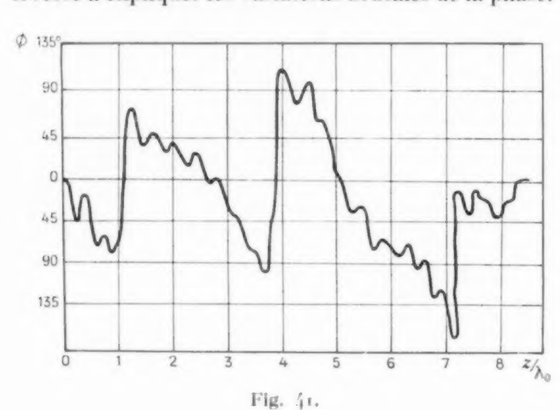


Fig. 41.

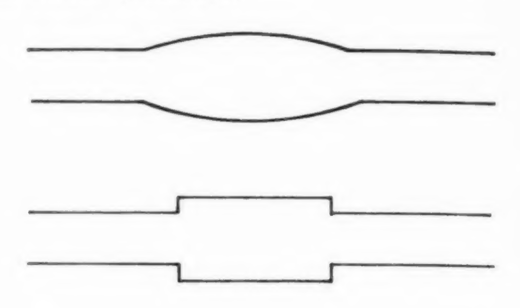
On peut songer tout d'abord à utiliser la théorie classique des milieux à indice de réfraction variable. On connaît λ_z en fonction de $\frac{d}{\lambda_0}$ $\left(\frac{l}{\lambda_0}\right.$ étant supposé constant$\left.\right)$. On peut supposer lorsque λ_z varie assez lentement que λ_z en un point est le même que pour la ligne « homogène » correspondante.

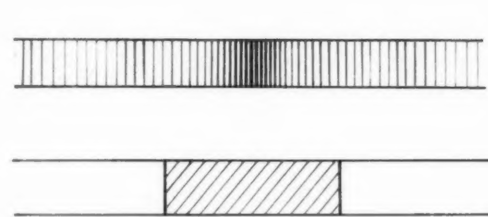
L'écart $\Delta\Phi$ de la phase autour de la valeur de référence s'écrit

$$\Delta\Phi = 2\pi \int_0^z \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_z}\right) dz.$$

Or,

a. les écarts de phase trouvés expérimentalement sont beaucoup plus importants que ceux donnés par la formule précédente;





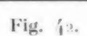
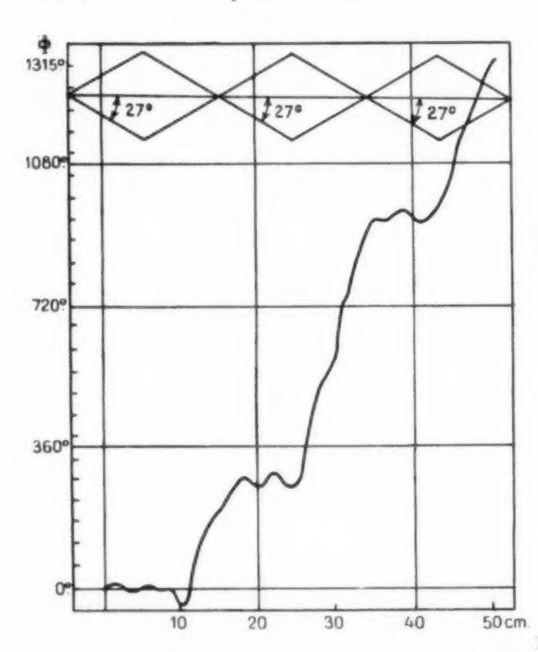


Fig. 42.



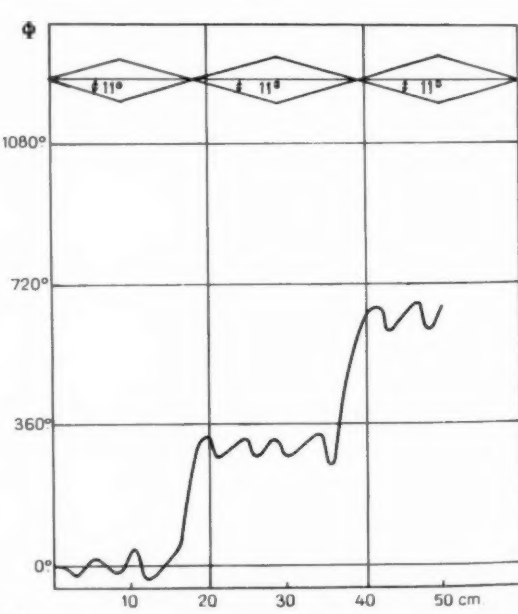


Fig. 43.

b. bien que $\lambda_z < \lambda_0$, $\Delta\Phi$ oscille autour d'une valeur nulle;

c. la mesure de la phase met en évidence des zones où $\frac{d\Delta\Phi}{dz}$ est grand et > 0.

Tous ces faits s'expliquent facilement lorsqu'on assimile chaque fuseau à un obstacle diélectrique disposé sur une ligne diélectrique homogène d'indice de réfraction supérieur à 1 (*fig.* 42).

Le déphasage de l'onde observé serait alors celui provoqué par l'obstacle diélectrique considéré. Nous avons montré qu'un tel obstacle est « inductif », c'est-à-dire qu'il produit bien une avance de phase.

En fait, cette avance de phase, liée au rayonnement localisé permet de maintenir la valeur de la phase au voisinage de celle d'une onde plane dans le vide, et cela sur une longueur grande devant λ_0.

C'est la raison pour laquelle il a été possible de réaliser des antennes longues à grande efficacité en nous affranchissant de restrictions type Hansen Woodyard.

En effet avec $\frac{\lambda_z}{\lambda_0} = 0{,}95$ on serait limité à $L = 10\lambda_0$ tandis qu'en faisant varier les paramètres caractéristiques de la ligne il a été possible d'atteindre $\frac{L}{\lambda_0} = 80$!

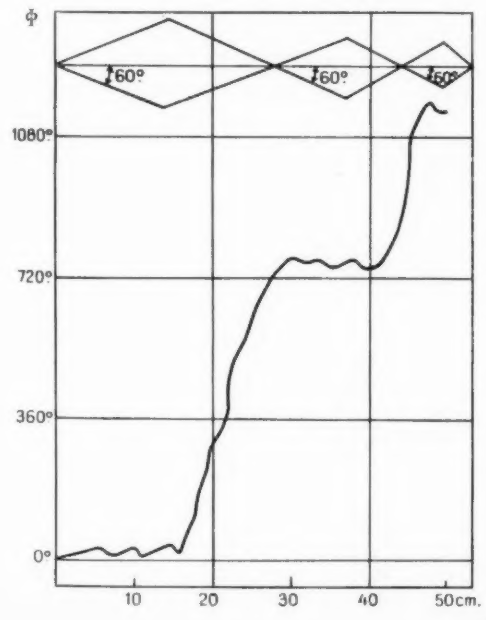
Cette théorie se transpose bien à l'étude des antennes losange. Chaque losange peut être considéré comme un obstacle sur une ligne bifilaire. On constate en effet un déphasage avant très net dans les « convergents » des losanges (*fig.* 43 et 44).

La vitesse de phase moyenne de l'onde le long d'une suite de losanges mis bout à bout permet (*cf.* spectre angulaire) de déterminer la direction du lobe principal du diagramme de rayonnement des losanges. C'est ce que vérifie bien l'expérience.

3.5. **Résultats obtenus.**

Des maquettes fonctionnant sur 3 000 Mc/s, réalisées expérimentalement pour obtenir un gain maximum dans l'axe ont permis d'obtenir des performances résumées dans le tableau ci-dessous.

	Longueur de l'antenne en longueur d'onde			
	4.	6.	20.	80.
Gain G en décibels par rapport au rayonnement isotrope	16	17,5	22	28
Largeur θ_0 du lobe central à mi-puissance en degrés	27	23	10	7
Niveau en décibels des premières feuilles latérales	12	12	15	17
Rayonnement arrière	Pour tous les cas : inférieur à 30 dB			



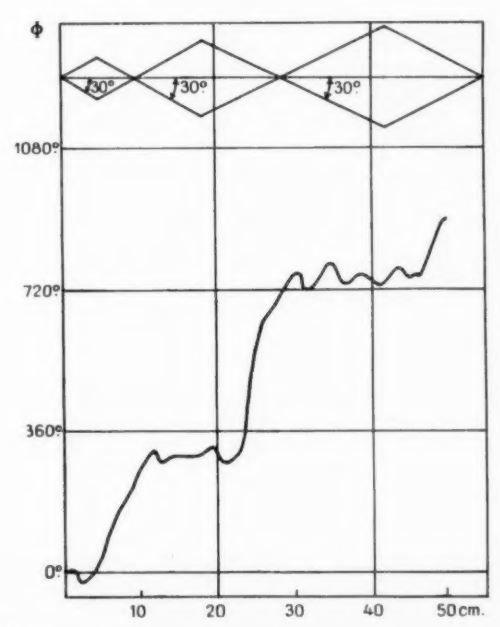


Fig. 44.

La figure 45 représente la loi de variation du gain en fonction de $\frac{L}{\lambda_0}$. On peut considérer que pour $\frac{L}{\lambda_0} > 1$ on a un gain en décibels,

$$G = A + G',$$

G' est la contribution de l'aérien proprement dit, A celle de l'excitation.

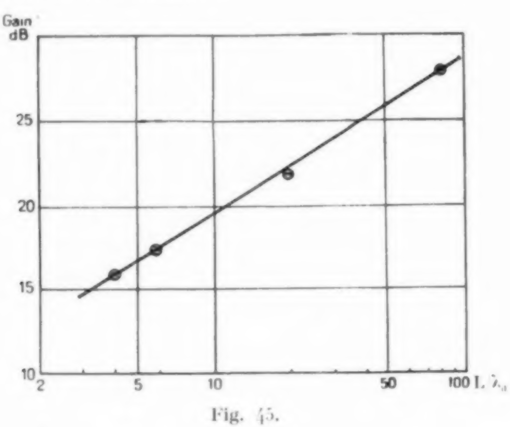


Fig. 45.

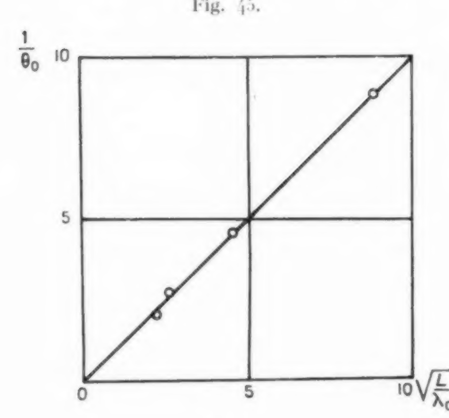


Fig. 46.

Pour les aériens décrits dans le tableau ci-dessus, on peut prendre

$$A = 7 \text{ dB}, \qquad G' = 3 + 10 \operatorname{Log}_{10} \frac{L}{\lambda_0}.$$

La figure 46 représente la variation de $\frac{1}{\theta_0}$ (θ_0, largeur de la feuille principale à 3 dB, c'est-à-dire le « pouvoir séparateur » d'un aérien) en fonction de $\left(\sqrt{\frac{L}{\lambda_0}}\right)$. On a avec une excellente précision

$$\frac{1}{\theta_0 \text{ (rad)}} = \sqrt{\frac{L}{\lambda_0}}.$$

Sur la figure 47 sont représentés les diagrammes de rayonnement d'aériens du type précédent pour des longueurs de $4\lambda_0(a)$, $20\lambda_0(b)$ et $80\lambda_0(c)$.

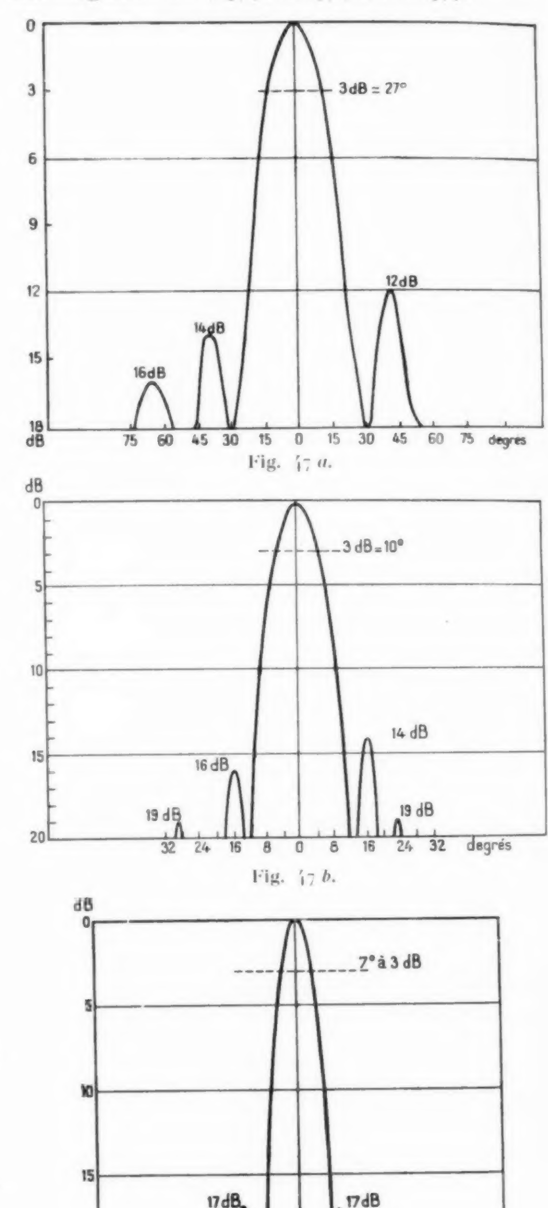


Fig. 47 a.

Fig. 47 b.

Fig. 47 c.

Toutes ces figures mettent en évidence le faible niveau des feuilles latérales.

Toutes ces antennes sont excitées par un élément de guide cylindrique fonctionnant suivant un mode H_{11}.

4. RÉALISATIONS PRATIQUES.

L'étude précédente a montré que les antennes formées de lignes à rayonnement longitudinal permettent d'obtenir à l'instar des aériens de type optique (paraboloïdes, lentilles), des pinceaux fins et des gains élevés.

Si dans le domaine des hyperfréquences, la structure « diélectrique artificiel » est parfaitement adaptée à la construction pratique, dans le domaine des ondes métriques, les avantages sont encore plus nets (faible prise au vent, supports légers, construction économique).

A titre d'exemple, pour obtenir avec $\lambda_0 = 170$ cm un gain de 23 dB il est nécessaire d'utiliser un paraboloïde de 50 m², alors qu'une ligne de 42 m suffit.

A cette date, la Compagnie Générale de T. S. F. a procédé à la mise en service d'un certain nombre d'aériens en diélectrique artificiel.

4.1. Aérien « semelle ».

Utilisé à Cassel (mai 1953) pour fonctionner sur une longueur d'onde voisine de 7 m. La maquette a été étudiée et mise au point avec $\lambda_0 = 9$ cm soit une échelle de 1/70° environ. Un schéma de cet aérien est représenté sur la figure 48.

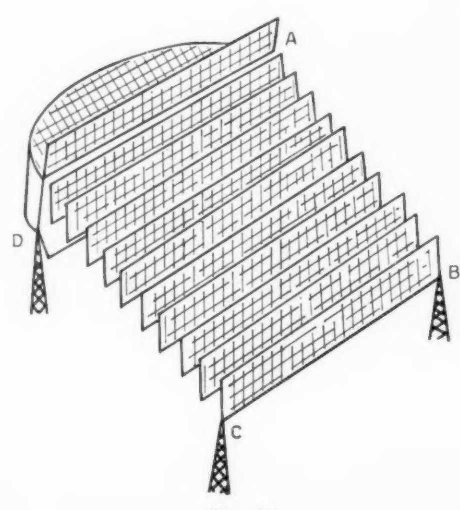


Fig. 48.

Il s'agit d'une antenne à onde progressive, comportant deux parties principales :

— 21 plaques identiques, parallèles, dont l'espacement varie $\left(\frac{l}{\lambda_0}\text{ variable}\right)$.

— L'excitation : portion de cylindre parabolique dont l'ouverture rayonnante a des dimensions légèrement supérieures à celles des plaques.

Sur l'axe focal du cylindre se trouve une tige métallique prolongeant le conducteur central du coaxial reliant l'aérien au récepteur. Les volets inclinés améliorent l'adaptation de l'aérien et assurent l'excitation correcte des plaques.

L'aérien fonctionne en polarisation verticale. AB et CD ont des longueurs voisines de 20 m ($3\lambda_0$). Les plaques ont environ $\frac{\lambda_0}{4}$ de hauteur et sont reliées mécaniquement entre elles suivant AB et CD.

Caractéristiques :

Gain : 19 dB.

Ouverture du lobe à 3 dB : 27° dans le plan du champ électrique; 15° dans le plan du champ magnétique.

Bande passante : 15 %.

La figure 49 donne une vue générale de l'ensemble. Les panneaux métalliques sont constitués de forte charpente recouverte de grillage à mailles petites devant λ_0. Des poutres en bois maintiennent les écartements désirés.

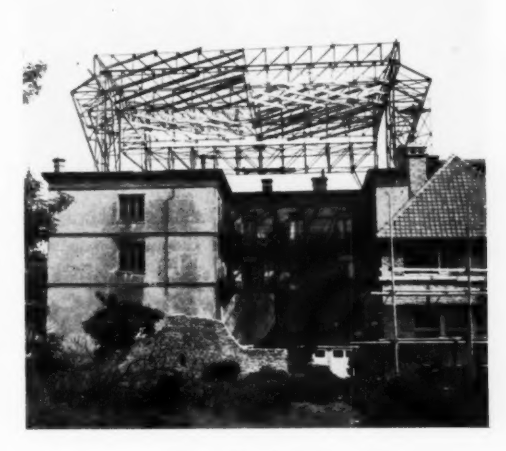


Fig. 49.

4.2. **Aériens « Cigares ».**

Installés à Fontaine Raoul (avril 1954). Longueur d'onde de fonctionnement : 167 cm. Maquette mise au point sur 9 cm. L'aérien comprend deux parties :

— L'excitation : Elle comporte un tronçon de guide cylindrique, dont la surface latérale et l'une des bases sont constituées de grillage (métal déployé). Un coaxial pénètre par la surface latérale perpendiculairement à l'axe du cylindre. L'âme centrale se prolonge à l'intérieur par une petite antenne filiforme, tandis que le conducteur extérieur se raccorde à un réflecteur légèrement incurvé. On obtient ainsi un mode H_{11} dont le champ électrique est perpendiculaire à ce réflecteur.

— Un tube métallique supportant 73 disques se trouve dans le prolongement de l'axe du cylindre d'excitation, du côté de l'ouverture rayonnante. On a fait varier $\frac{l}{\lambda_0}$. L'écartement moyen est $\frac{\lambda_0}{3}$. Le diamètre des disques décroît uniformément de l'excitation à l'extrémité de $\frac{\lambda_0}{3}$ à $\frac{\lambda_0}{4}$. La longueur totale est 42 m ($25\,\lambda_0$). Chaque disque est une



Fig. 50.

plaque circulaire en duralumin. L'ensemble est supporté à une hauteur de 8 m à l'aide de poteaux de bois.

Gain : 22 dB.

Ouverture des lobes à 3 dB : 10° dans les deux plans.

On a également installé une antenne de 7 à 8 m de longueur (15 dB) montée sur deux poteaux en bois.

Les taux d'ondes stationnaires restent < 1,15 dans une bande de 10 % de la fréquence d'utilisation.



Fig. 51.

CONCLUSION.

L'étude précédente a montré la possibilité de réaliser des antennes à onde captive de très grande longueur en disposant sur une ligne de Goubau des obstacles judicieusement répartis. Nous avons donné une solution mathématique complète de la pertubation apportée à l'onde captive par l'obstacle le plus simple : discontinuité de la permittivité (donc de la vitesse de phase) le long d'une antenne plate, et mis en évidence certaines particularités de la vitesse de phase dans des structures « convergentes ». Si cette étude s'est limitée à des antennes à rayonnement longitudinal, il semble d'ores et déjà possible de songer à des « antennes filtres » à obstacles multiples convenablement répartis permettant de réaliser la synthèse de diagrammes complexes grâce à une répartition judicieuse de l'amplitude et de la phase le long de l'aérien.

L'auteur tient à exprimer sa plus vive gratitude à M. J. C. Simon qui a été pendant deux années l'inspirateur et le guide de ce travail.

BIBLIOGRAPHIE.

Les quatre premiers ouvrages sont des livres de référence qu'il aurait fallu citer tout au long du texte. Viennent ensuite les ouvrages cités dans l'article avec les numéros correspondants.

A. L. de Broglie, *Problèmes de propagation guidés des ondes électromagnétiques*, Gauthier-Villars, Paris.

B. Stratton, *Electromagnetic theory*, Mac Graw-Hill Book Co.

C. A. Sommerfeld, *Electrodynamics*, Academic Presss.

D. Schelkunoff, *Electromagnetic waves*, D. van Nostrand Co, New-York, 1943.

[1] A. Sommerfeld, *Uber die Fortpflanzung electrodynamischer Wellen längs eines Drahtes* (*Ann. Physik Chem.*, t. 67, 1899, p. 233).

[2] D. Hondros, *Uber die electromagnetische Drahtwellen* (*Ann. Physik*, t. 30, 1909, p. 905).

[3] G. Goubau, *Surface waves and their application to transmission lines* (*J. A. P.*, t. 21, 1950, p. 1119).

[4] H. M. Barlow et A. L. Cullen, *Surface waves* (*P. I. E. E.*, novembre 1953, p. 329).

[5] J. Brown, *The types of wave which may exist near a guiding surface* (*P. I. E. E.*, t. 100, III, n° 68, novembre 1953, p. 363).

[6] C. T. Tai, *Effect of grounded slab on radiation from line source* (*J. A. P.*, t. 22, 1951, p. 405).

[7] P. J. M. Clavier, *Interprétation physique de l'onde de surface dans une ligne recouverte de diélectrique* (*Câbles et Transmissions*, janvier 1953, p. 34).

[8] M. Bouix, *Contribution à l'étude des antennes diélectriques* (*Thèse*) (*Annales des Télécommunications*, mai et juin 1952).

[9] J. R. Pierce, *Traveling wave tubes*, D. van Nostrand Co Inc., New-York, 1950.

[10] L. Brillouin, *Wave guides for slow waves* (*J. A. P.*, novembre 1948, p. 1023).

[11] W. Walkinshaw, Notes on *Wave guides for slow waves* (*J. A. P.*, juin 1949, p. 634).

[12] Rayleigh, *On the dynamical theory of gratings* (*Proc. Lond. Roy. Soc.*, A 79, 1907, p. 399).

[13] Voigt, *Beitrage zu Lord Rayleigh's theorie der Gitterbeugung* (*Gött Nachr. Math. Phys.*, K 1, 1911, p. 40).

[14] U. Fano, *Zur Theorie der Intensitätsanomalien der Beugung* (*Ann. Physik*, t. 32, 1938, p. 393).

[15] K. Artman, *Zur theorie der anomalen Reflexion von optichen Strichgittern.*

[16] W. Twersky, *Multiple scattering theory* (*J.A.P.*, t. 23, 10 octobre 1952, p. 1099).

[17] R. S. Elliott, *On the theory of corrugated plane surfaces* (*T. I. R. E.*, A. P. 2 avril 1954).

[18] H. G. Booker et P. C. Clemmow, *The concept of angular spectrum of plane waves* (*J. I. E. E.*, III, t. 45, janvier 1950, p. 11).

[19] N. M. Kroll et W. E. Lamb, *Rising sun magnetron* (*J. A. P.*, t. 19, 2 février 1948).

[20] J. C. Simon et G. Weill, *Sur la propagation et le rayonnement des ondes électromagnétiques le long d'une ligne diélectrique à caractéristiques variables* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 238, 1953, p. 57).

[21] M. von Laue, *Theory of Superconductivity*, Acad. Press. Inc. New-York, 1952.

[22] L. Brillouin, *The B. W. K. Approximation* (*Quart. App. Math.*, t. 6, 1948, p. 167 et t. 7, 1950, p. 4).

[23] S. A. Schelkunoff, *Electromagnetic waves*, chap. 12, D. van Nostrand et Co, 1953.

[24] M. A. Leontovitch, *On a method of solving the problem of electromagnetic waves near the surface of the earth* (*Bull. Acad. Sc. U. R. S. S.*, série Phys., t. 8, 1944, p. 16-22).

[25] E. Feinberg, *On the propagation of radio waves along an imperfect surface* (*J. Phys. U. R. S. S.*, t. 8, 1944, p. 317-330; t. 9, 1945, p. 1-6; t. 10, 1946, p. 410-418).

[26] G. Hufford, *On the propagation of horizontally polarised waves over irregular terrains*, Master's thesis University of Washington, 1948; *An integral equation approach to the problem of wave propagation over an irregular surface* (*Quart. App. Math.*, t. 9, 1952, p. 4).

[27] A. E. Heines et H. Feshbach, *On the coupling of two half-planes* (*Proceedings of the 5th Symposium in applied Mathematics*, 1952, Mc Graw-Hill Book Co, 1954).

[28] H. Ehrenspeck, W. Gerbes et F. Zucker, *Trapped wave antenna* (*Convention Record of the I. R. E.*, Part I, 1954).

[29] J. C. Simon et G. Weill, *Un nouveau type d'aérien à rayonnement longitudinal* (*Annales de Radioélectricité*, juin 1953).

[30] C. Susskind, *Obstacle type artificial dielectrics for microwaves* (*J. B. I. R. E.*, t. 12, 1er janvier 1952).

[31] J. C. Simon, *Thèse* (*Annales de Radioélectricité*, juillet 1952).

[32] G. Broussaud, *Étude de la diffraction des ondes électromagnétiques par un réseau de plaques percées de trous* (*Annales de Radioélectricité*, janvier 1954).

[33] J. C. Simon et V. Biggi, *Un nouveau type d'aérien et son application à la télévision à grande distance* (*Onde électrique*, novembre 1954).

LE THYRATRON A HYDROGÈNE.

PAR D. CHARLES et R. J. WARNECKE,

Département « Recherches Électroniques » du Centre de Recherches Techniques
de la Compagnie Générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *Les auteurs, après avoir montré l'importance des générateurs d'impulsions pour l'alimentation des tubes U. H. F. et la nécessité de disposer d'un interrupteur satisfaisant à un grand nombre de conditions, rappellent l'essentiel des principes qui régissent le fonctionnement des thyratrons à grille de commande négative. La connaissance de ces principes est indispensable pour la compréhension du comportement du thyratron à hydrogène qui s'avère comme l'interrupteur le plus approprié dont on dispose à l'heure actuelle. Après l'exposé des résultats expérimentaux obtenus sur un thyratron à hydrogène particulier* (T. G. 200), *un essai d'explication des phénomènes dont ce tube est le siège est proposé.*
(C. D. U. : 621.387.)

SUMMARY. — *After having demonstrated the importance of pulse generators for feeding U. H. F. tubes and the necessity of having available a switch satisfying a large number of requirements, the authors recall the essential principles underlying the operation of negative grid-control thyratrons. These principles must be fully appreciated in order to understand the behaviour of hydrogen thyratrons which are the most appropriate switches available at the present time.*
After an exposition of the experimental results obtained on a particular hydrogen thyratron (T. G. 200), *a tentative explanation of the phenomena present in this tube is put forward.*
(U. D. C. : 621.387.)

PREMIÈRE PARTIE.

GÉNÉRALITÉS SUR LES THYRATRONS.

1. INTRODUCTION.

Dans les premières années du développement de la détection électromagnétique dont la forme maintenant la plus connue est le radar à modulation d'amplitude, il a été nécessaire de mettre au point tout un ensemble de techniques permettant, en particulier, de faire fonctionner des magnétrons à cavités sous des tensions et des courants très élevés, pendant des temps très courts, avec une fréquence de répétition relativement basse. Les puissances de crêtes considérables mises en jeu sont, dans ces conditions, parfaitement supportées par les lampes; les périodes de repos étant incomparablement plus grandes que les périodes de travail.

Alors que le magnétron était au début le seul tube susceptible de délivrer de très grandes puissances de crêtes, ces dernières années ont vu la mise au point de toute une série de tubes générateurs et amplificateurs en ultra haute fréquence dont le fonctionnement en impulsions les indiquent particulièrement pour les applications, soit à la détection « radar », soit comme auxiliaires dans les installations développées par les spécialistes de l'énergie atomique.

Au magnétron, il faut adjoindre le « carcinotron (1) M » qui est un oscillateur à interaction distribuée et à onde rétrograde à champs électrique et magnétique croisés. Il faut également citer les amplificateurs comme les klystrons à plusieurs cavités, les tubes à propagation d'onde ordinaire de grande

(1) Marque déposée.

puissance et les amplificateurs à propagation d'onde à champs électrique et magnétique croisés [1].

Tous ces tubes, pour fonctionner en impulsions, exigent un générateur approprié qui est connu sous le nom de « modulateur ».

Les caractéristiques électriques d'un modulateur dépendent à la fois des applications prévues et des propriétés électriques du tube qu'il alimente. Comme on le verra, le thyratron à hydrogène est un organe important d'un modulateur et en fin de compte c'est de la connaissance des caractéristiques d'emploi des tubes électroniques que l'on déduira les propriétés désirées du thyratron à hydrogène.

Ainsi dans une première partie, on déduit des propriétés des tubes U. H. F. celles que doivent avoir les modulateurs, et l'on décrit les différents types d'interrupteurs susceptibles de les équiper.

Les thyratrons apparaissant particulièrement aptes à jouer ce rôle, on les étudie avec quelques détails, en se limitant d'abord aux tubes à grille de commande négative, dont on expose les principales théories.

Dans une deuxième partie on rappelle comment des modifications de structure et l'emploi de l'hydrogène ont conduit à un nouveau type de thyratron qui semble être l'interrupteur le plus approprié dont on dispose actuellement. Les résultats d'une étude expérimentale détaillée sur un modèle particulier, pour des valeurs bien déterminées des paramètres, sont donnés et un essai d'explication du mécanisme de fonctionnement est proposé.

2. QUELQUES CARACTÉRISTIQUES TYPIQUES D'EMPLOI DES TUBES DE PUISSANCE EN IMPULSIONS.

Nous prendrons comme exemples typiques deux cas particulièrement importants d'emploi de tubes de puissance en impulsions. Le premier est celui du radar à modulation d'amplitude, le second est celui des accélérateurs linéaires.

2.1. Radar à modulation d'amplitude.

Sans discuter en détail des conditions à réaliser pour qu'un radar à modulation d'amplitude fonctionne au mieux de ses possibilités, c'est-à-dire remplisse avec efficacité le rôle qu'on en attend, il paraît utile de rappeler quelques-unes des relations simples qui définissent les caractéristiques essentielles de son fonctionnement.

2.1.1. Portée. — Elle est théoriquement proportionnelle à la racine quatrième de la puissance. Ce n'est donc que grâce à un progrès considérable sur les puissances de crête qu'il est possible d'accroître d'une manière sensible cette portée. Les puissances de crête varient de 10 kW à plusieurs mégawatts.

2.1.2. Fréquence de répétition. — Il est habituel de n'envoyer sur l'objet à détecter une impulsion suivante que lorsque l'écho de l'impulsion précédente a été reçu. On obtient ainsi une limite supérieure de la fréquence de répétition

$$f_r \leq \frac{c}{2d}, \tag{1}$$

avec

f_r, en cycles par seconde;
$c = 3.10^{8}$ m.s^{-1};
d, distance de l'objet en mètres.

Pour une portée de 300 km on trouve $f_r \leq 500$ alors que pour une portée de 50 km, on a $f_r \leq 3\,000$.

Comme il est prudent de recevoir plusieurs échos pour être assuré de la position d'un objet, il faut prendre f_r aussi grand que possible dans les limites de la relation (1).

Les fréquences de répétition sont ainsi comprises suivant les cas entre quelques centaines et quelques milliers de cycles par seconde.

2.1.3. Durée de l'impulsion. — L'impulsion a nécessairement un front raide pour que l'instant de son départ et l'instant de son retour soient bien déterminés. Quant au choix de sa durée, il est guidé par des considérations de distance minimum de détection. En effet, d'une part on suppose que l'impulsion émise est terminée quand l'écho revient, d'autre part, la discernabilité de deux objets répondant à la même impulsion n'est assurée que si la durée de l'impulsion est

$$\tau < \frac{2d'}{c}, \tag{2}$$

où d' est la distance des deux objets et c la vitesse de la lumière [2]. Ces durées d'impulsions varient de 0,1 à 10 μs.

2.1.4. Constance de la fréquence de répétition-jitter. — Comme on l'a déjà dit, il y a toujours intérêt à avoir plusieurs échos pour la même position d'un objet, il est donc nécessaire, pour que la précision ne se détériore pas, que les intervalles de temps qui séparent les impulsions successives soient rigoureusement égaux, autrement dit que la fréquence de répétition soit rigoureusement constante. C'est aussi une condition nécessaire dans les dispositifs où l'on procède à l'élimination des échos sur obstacles fixes, puisque l'on se sert précisément

d'un écho « fixe » pour effacer l'écho « fixe » précédent, et cela quel que soit le type de « tube à mémoire » utilisé.

L'imprécision de positionnement dans le temps des impulsions successives est connue sous le nom de « jitter ».

Si à la fréquence de répétition f_r correspond la période T_r et si t est l'instant d'une impulsion quelconque, on exprimera le jitter comme la valeur maximum que peut prendre la quantité $(t - nT_r)$. On souhaite que le jitter ne dépasse pas quelques centièmes de microsecondes.

2.2. Générateurs pour accélérateurs linéaires [3], [4], [5].

Un accélérateur linéaire, par action distribuée d'un champ U. H. F. fournit des particules chargées dont l'énergie peut atteindre quelques centaines de millions d'électrons-volts.

Le plus souvent, il est constitué par des tronçons alignés de guide d'onde à iris, chaque tronçon étant excité en U. H. F. par un générateur approprié. Sans entrer plus avant dans les détails, on admet en général que les guides usuels présentent une impédance shunt de l'ordre de 40 M Ω m.

2.2.1. Puissance en jeu. — Il est alors facile de calculer la puissance nécessaire pour obtenir avec une longueur L des particules d'énergie E, on a

$$P = \frac{V^2}{RL}, \tag{3}$$

où P est la puissance en watts, V la tension en volts correspondant à l'énergie E des particules en électrons-volts; R la résistance shunt par mètre du guide et L la longueur totale de celui-ci.

Si l'on prend comme exemple un accélérateur pour 1 BeV de 60 m de long, on obtient

$$P = 400 \text{ MW}.$$

En raison de la valeur très élevée de cette puissance, il apparaît évidemment nécessaire d'une part de diviser l'accélérateur en tronçons, par exemple 20, chacun n'exigeant plus qu'un générateur de 20 MW et d'autre part de travailler en impulsions [6]. (Si l'on tient compte du rendement utile des générateurs, qui sont habituellement des klystrons à trois cavités, il faut disposer pour chaque tube d'environ 100 MW)

2.2.2. Fréquence de répétition. — La fréquence de répétition des impulsions peut être choisie à peu près arbitrairement, et l'on prend en général une valeur faible, par exemple celle du réseau de distribution d'énergie. Elle est donc de 50 à 60 c/s.

2.2.3. Durée des impulsions. — Là encore le cas est différent de celui rencontré dans le radar à modulation d'amplitude. Il faut que l'impulsion soit aussi courte que possible pour que la puissance moyenne appliquée aux générateurs U. H. F. reste faible; mais il faut qu'elle soit suffisamment longue pour qu'en raison du temps mis par les capacités à se charger, les particules soient à coup sûr soumises au champ maximum. On adopte des durées de l'ordre de 2 μs.

2.2.4. Jitter. — Il faut qu'il soit suffisamment faible pour qu'un retard quelconque ne risque pas d'avoir pour effet de soumettre les particules à un champ insuffisant. En raison du palier assez long des impulsions, un jitter de l'ordre de quelques centièmes de microsecondes est parfaitement acceptable.

2.3. Résumé des caractéristiques relatives aux conditions d'emploi des tubes de puissance en impulsions.

Le tableau I résume les caractéristiques énumérées ci-dessus.

Naturellement, ce tableau n'est donné que pour fixer des ordres de grandeur sans prétendre couvrir tous les cas possibles.

3. CONSTITUTION D'UN MODULATEUR.

Nous nous limiterons aux modulateurs où la mise en forme de l'impulsion est obtenue à l'aide d'une ligne à retard, comme étant d'un emploi très universel. Nous laisserons de côté tout ce qui n'a pas d'incidence sur le fonctionnement de l'interrupteur qui est précisément, en général, un thyratron à hydrogène, renvoyant le lecteur aux ouvrages classiques [7] pour informations complémentaires.

3.1. Schéma général.

La figure 1 donne le schéma de principe d'un modulateur.

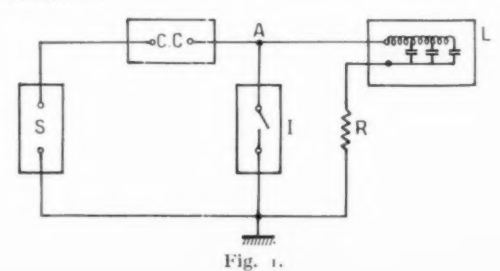


Fig. 1.

On y voit une source d'énergie électrique S, un circuit de charge CC, une ligne à retard L comportant des inductances et des capacités, une résistance R schématisant l'organe d'utilisation et un interrupteur I.

Les différents éléments sont tels que l'on peut étudier le fonctionnement complet du modulateur sur deux schémas simplifiés selon que l'interrupteur est ouvert ou fermé.

TABLEAU I.

	Fréquence de répétition f_r (c/s).	Durée de l'impulsion τ (μs).	Jitter (μs).	P utile de crête.	Tension appliquée (kV).	Courant de crête (A).
Radar à modulation d'amplitude (magnétron)........	250 à 5 000	0,1 à 10	0,01 à 0,02	15 kW à 3 MW	5 à 50	5 à 150
Générateur pour un tronçon d'accélérateur linéaire (klystron [6])...........	50 à 60	2	0,01 à 0,02	20 à 40 MW	400	250

3.2. Période de charge.

Quand l'interrupteur est ouvert, on est dans la période de charge de la ligne L. Cette période est longue si on la compare à la durée d'une impulsion et la ligne L peut se représenter comme une capacité égale à la somme des capacités qui la composent. On a ainsi le schéma de la figure 2.

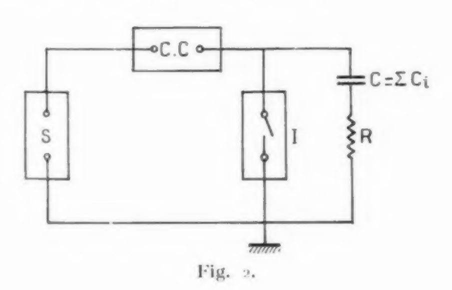


Fig. 2.

Le circuit de charge est un circuit souvent complexe, qui est conducteur pendant la période de charge et qui limite le courant de charge à une valeur faible de manière à ne pas exiger de la source un débit élevé. Il est par contre plus ou moins isolant dans la période de décharge, quand l'interrupteur est fermé. C'est d'ailleurs pourquoi la décharge peut s'étudier sur le schéma de la figure 3.

A la fin de la période de charge, le point A est par rapport à la masse à une tension au moins égale à la tension de la source S et même souvent, par un choix convenable du circuit CC à une tension voisine du double de la tension de la source S. On suppose *a priori* que cette tension n'a aucun effet sur l'interrupteur I, tant qu'il est ouvert : I doit « tenir » cette tension.

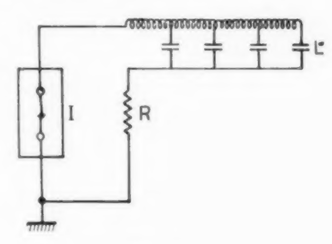


Fig. 3.

3.3. Période de décharge.

Dans la période de décharge, qui peut s'analyser sur le schéma de la figure 3, l'interrupteur I est fermé et la ligne L se décharge dans l'utilisation R.

On suppose qu'à l'interrupteur I, correspond une chute de tension négligeable, de telle sorte que les conditions optima de transfert de l'énergie emmagasinée dans L sont satisfaites quand la résistance d'utilisation R est égale à l'impédance caractéristique Z_0 de la ligne L.

En fait, cette condition n'est pas souvent satis-

faite et il semble bien que dans l'emploi d'un thyratron en tant qu'interrupteur, il est préférable qu'elle ne le soit pas.

L'étude générale de la décharge d'une ligne L d'impédance caractéristique Z_0 dans une charge de résistance R est en principe possible, mais est assez compliquée. Nous simplifierons le problème en supposant la ligne L remplacée par une ligne coaxiale sans perte, à extrémité ouverte, de longueur donnée, de telle sorte que si l'on appelle $\mathcal{L}$ la self-inductance et $\mathcal{C}$ la capacité de cette longueur de ligne, on a immédiatement

$$(4)\qquad Z_0 = \sqrt{\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{C}}}$$

et pour la durée d'un aller et retour sur la ligne :

$$(5)\qquad \tau = 2\sqrt{\mathcal{L}\mathcal{C}}.$$

Si l'on suppose que cette ligne est chargée sous la tension V_0 et qu'on la ferme brusquement sur une résistance R, il est possible de calculer le courant en fonction du temps par la méthode de la transformée de Laplace. Ce courant est alors [7]

$$(6)\quad i(t) = \frac{V_0}{Z_0+R} \times \Big\{ 1 - F(t-\tau) - \frac{Z_0-R}{Z_0+R}[F(t-\tau) - F(t-2\tau)] + \left(\frac{Z_0-R}{Z_0+R}\right)^2 [F(t-2\tau) - F(t-3\tau)] - \ldots \Big\},$$

avec

$$F(t-n\tau) = 1 \qquad \text{pour} \quad t - n\tau > 0$$

et

$$F(t-n\tau) = 0 \qquad \text{pour} \quad t - n\tau < 0,$$

avec

$$n = 1, 2, 3, \ldots$$

Considérons les trois cas suivants :

a. $R = Z_0$. — (6) se réduit à

$$(7)\qquad i(t) = \frac{V_0}{2Z_0}[1 - F(t-\tau)],$$

la tension aux bornes de la charge étant

$$(8)\qquad V(t) = \frac{V_0}{2}[1 - F(t-\tau)].$$

Toute l'énergie emmagasinée dans la ligne est consommée en une seule impulsion rectangulaire représentée sur la figure 4 *a*.

b. $R > Z_0$. — A titre d'exemple nous prendrons $R = 2Z_0$, (6) devient

$$(9)\quad i(t) = \frac{V_0}{3Z_0}\Big\{ 1 - F(t-\tau) + \frac{1}{3}[F(t-\tau) - F(t-2\tau)] + \frac{1}{3^2}[F(t-2\tau) - F(t-3\tau)] + \frac{1}{3^3}[\ldots]\Big\}.$$

La tension aux bornes de la charge étant

$$(10)\qquad V(t) = 2Z_0\, i(t).$$

C'est ce qui est représenté sur la figure 4*b*. La ligne se décharge par paliers.

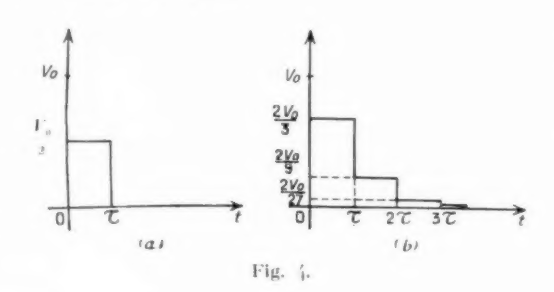


Fig. 4.

c. $R < Z_0$. — C'est le cas qui est le plus intéressant et qui se présente souvent en pratique, d'une manière plus ou moins erratique quand le tube de puissance que représente R admet des arcs, surtout dans les premiers moments de sa mise sous tension (sparking des magnétrons).

Si pour fixer les idées on prend $R = \frac{Z_0}{2}$, (6) devient

$$(11)\quad i(t) = \frac{2V_0}{3Z_0}\Big\{ 1 - F(t-\tau) - \frac{1}{3}[F(t-\tau) - F(t-2\tau)] + \frac{1}{3^2}[F(t-2\tau) - F(t-3\tau)] - \frac{1}{3^3}[\ldots]\Big\}.$$

où les termes dans l'accolade ne diffèrent de ceux de l'expression (9) que par l'alternance des signes.

La tension aux bornes de l'utilisation est

$$(12)\qquad V(t) = \frac{Z_0}{2}\, i(t)$$

et est représentée sur la figure 5.

La possibilité d'avoir un courant qui change de sens, est subordonnée à la possibilité pour l'interrupteur I d'être bidirectionnel.

Si l'interrupteur n'est qu'unidirectionnel, ou s'il

présente une résistance très faible dans un sens et très élevée dans l'autre, après le temps τ la ligne L gardera une polarité inverse, et cela jusqu'à ce que le circuit de charge ait modifié la situation. Dans ce cas, l'interrupteur sera soumis à une tension inverse au-delà du temps τ, et se trouvant alors dans les

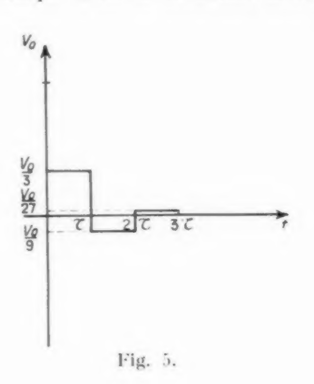


Fig. 5.

conditions étudiées en *b*, cette tension subsistera un temps long, comparé à la durée τ de l'impulsion. Nous verrons que ce fait est très important pour le fonctionnement du thyratron à hydrogène.

3.4. Lignes réelles.

Pour obtenir des impulsions de durées pratiques, l'emploi d'un câble coaxial conduirait à des longueurs considérables, et il est bien connu qu'on le remplace par des associations de self-inductances et de capacités. Par ailleurs, les impulsions idéales représentées sur les figures 4 et 5 ne sont jamais obtenues en pratique. Cette impossibilité d'obtenir des impulsions parfaitement rectangulaires n'est pas à déplorer puisqu'un front de courant rigoureusement vertical ne serait certainement pas supporté par la cathode du tube servant d'interrupteur.

3.5. Emploi d'un transformateur d'impulsion.

Si l'on se reporte au tableau I, on constate que la résistance interne des tubes de puissance varie de quelques centaines à quelques milliers d'ohms.

Pour se rapprocher de la condition $R = Z_0$, il faut donc réaliser des lignes à retard ayant des impédances caractéristiques variant de quelques centaines à quelques milliers d'ohms; or, il est connu [7] qu'une telle réalisation est bien difficile.

L'expérience a montré qu'il était à peu près indispensable de choisir Z_0 entre 25 et 50 Ω.

Dans ces conditions il apparaît qu'un transformateur doit être placé entre le tube de puissance et les bornes de l'utilisation dans le modulateur.

Ce transformateur, organe important et de réalisation souvent délicate, a un rapport de transformation variant de 4 à 6; par suite, les tensions citées dans le tableau I auront à être divisées, et les courants multipliés par ce chiffre. L'interrupteur n'a donc à « tenir » que des tensions comprises entre quelques kilovolts et une centaine de kilovolts; par contre les courants le traversant pourront atteindre plusieurs milliers d'ampères.

4. CHOIX DE L'INTERRUPTEUR.

4.1. Propriétés requises pour l'interrupteur.

De ce qui précède, on peut tirer les propriétés que doit avoir un bon interrupteur.

1° Il doit être conducteur seulement pendant la durée de l'impulsion; avant et après l'impulsion il doit supporter une tension élevée sans cesser d'être isolant.

2° Dans la période de conduction, il ne doit introduire aucun retard à la montée du courant, la ligne étant seule responsable de la forme de l'impulsion; de plus il doit pouvoir être rendu conducteur à un instant donné et cela sans imprécision dans le temps (absence de jitter).

3° Il doit, dans la période de conduction, présenter une résistance propre aussi faible que possible, c'est-à-dire admettre pour une chute de tension faible des courants très élevés.

4° Il ne doit pas cesser d'être conducteur avant la fin de l'impulsion.

5° Il doit être à même de fonctionner aussi souvent que l'impose la fréquence de répétition, c'est-à-dire revenir à son état initial de non-conduction aussi rapidement que possible après la fin de chaque impulsion.

6° Enfin, il doit être aussi simple et robuste que possible, avec une durée de vie de l'ordre de grandeur de celle des autres éléments qui l'entourent.

4.2. Propriétés physiques utilisables.

4.2.1. Arc. — Le passage d'un courant de valeur élevée sous une très faible chute de tension est une propriété caractéristique de la décharge dans un gaz sous la forme d'un arc à cathode chaude.

C'est donc à ce type de décharge, que la cathode soit chaude ou non, qu'il faut faire appel pour avoir des chances de concevoir un interrupteur remplissant les conditions précédemment énumérées.

4.2.2. ÉMISSION SECONDAIRE. — Certains dispositifs à vide utilisant à la fois l'effet diocotron et l'émission secondaire [8], [9], semblent pouvoir être utilisés. En l'absence d'une conformation expérimentale, nous nous contentons de les signaler.

4.3. **Les éclateurs.**

4.3.1. LOI DE PASCHEN. — Considérons deux électrodes métalliques, par exemple planes, se faisant vis-à-vis. Il existe une relation expérimentale entre, d'une part, la différence de potentiel à laquelle ces électrodes doivent être soumises pour qu'une étincelle prenne naissance et amorce un arc, et d'autre part la distance qui les sépare et la pression du gaz qui les baigne : c'est la loi de Paschen.

Elle exprime que la tension minimum nécessaire pour amorcer la décharge n'est fonction que du produit de la pression du gaz par la distance des électrodes.

La figure 6*a* donne les courbes relatives à l'air et à l'hydrogène [10].

Deux zones présentent pour nous un grand intérêt, celle des faibles valeurs du produit *pd* et celle des fortes valeurs de ce même produit.

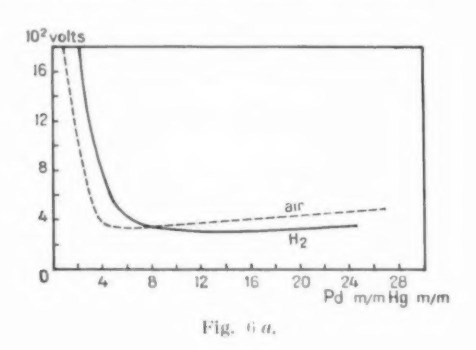


Fig. 6 *a*.

Si l'on est du côté des grandes valeurs du produit *pd*, la tension minimum de décharge est, à pression constante, une fonction sensiblement linéaire de la distance *d* des électrodes. Ainsi pour des électrodes planes, dans l'air, on trouve que l'étincelle amorce la décharge pour un champ supérieur ou égal à 30 kV-cm [1]. Du côté des faibles valeurs du produit *pd*, la tension minimum d'amorçage, à pression constante, est d'autant plus élevée que la distance des électrodes est plus faible. C'est une propriété utilisée dans les thyratrons à hydrogène.

Pour ce gaz, dans cette zone, on a la courbe de la figure 6*b* [47].

La tension donnée par les courbes des figures 6*a* et 6*b* est la tension minimum V_m qu'il faut atteindre

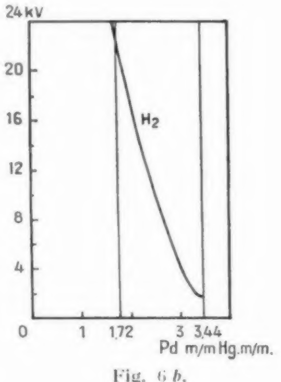


Fig. 6 *b*.

pour avoir la décharge. Dans l'utilisation pratique, on soumet les électrodes à une tension $V > V_m$ et la quantité $(V - V_m)$ est dite « surtension » (overvoltage). On trouve que la durée d'établissement de la décharge est d'autant plus courte que la surtension est plus grande et il s'ensuit que le jitter est lui-même d'autant plus petit.

L'utilisation de la loi de Paschen dans la conception d'un interrupteur convenant à l'équipement d'un modulateur, conduit à deux types d'appareils, l'éclateur fixe et l'éclateur tournant.

4.3.2. L'ÉCLATEUR TOURNANT. — L'éclateur tournant, qui n'est plus guère utilisé et d'un principe très simple, fonctionne ordinairement à la pression atmosphérique.

Une électrode est en rotation et passe périodiquement devant une autre électrode qui est fixe. Tant que la distance des électrodes est supérieure à une certaine valeur, la tension minimum d'amorçage V_m est supérieure à la tension du point A (*fig.* 2) et aucune décharge ne peut s'établir. Quand l'électrode mobile s'approche davantage de l'électrode fixe, l'inégalité est renversée et l'arc s'amorce. Par un choix convenable des dimensions, il est possible de maintenir l'arc pendant le temps τ de l'impulsion. Le retour aux conditions initiales se fait d'une part, grâce à l'accroissement de la distance entre les deux électrodes qui viennent de passer l'une devant l'autre, et d'autre part, en soufflant de l'air pour chasser les ions qui sont encore présents.

Ce type d'interrupteur satisfait la plupart des conditions énumérées au paragraphe 4.1 ; cependant deux conditions ne sont pas satisfaites, celle d'un faible jitter — il peut ici atteindre 50 μs — et celle de la durée de vie, les électrodes s'usant très vite et d'autant plus que le courant est plus grand.

4.3.3. L'ÉCLATEUR FIXE. — Ce type d'éclateur, s'il a été détrôné par le thyratron à hydrogène pour des tensions qui atteignent actuellement 40 kV, est seul utilisé, pour le moment, pour des tensions de l'ordre de 100 kV [6].

La figure 7 en montre le principe.

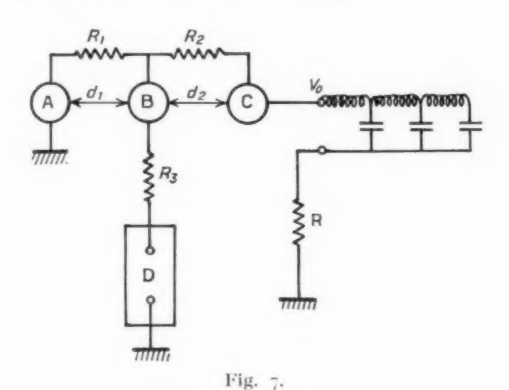


Fig. 7.

A, B et C sont trois électrodes sphériques constituant les « boules » de l'éclateur. Elles sont séparées par les distances d_1 et d_2 et, grâce au pont R_1, R_2 quand la ligne est chargée au potentiel V_0, elles sont aux potentiels respectifs 0, $\frac{V_0 R_1}{R_1 + R_2}$, V_0. Appelons V_{d_1} la tension minimum pour qu'entre A et B un arc puisse s'amorcer et V_{d_2} la quantité équivalente relative à l'intervalle BC. On s'arrange à ce qu'au départ on ait

$$V_B < V_{d_1}$$

et

$$V_0 - V_B < V_{d_2}$$

il n'y a donc pas amorçage de la chaîne. Si un dispositif approprié (déclencheur) élève brusquement, à travers la résistance R_3, le potentiel de la boule B, celle-ci prendra une tension V'_B que l'on choisit telle que

$$V'_B > V_{d_1}.$$

Un arc va s'établir entre A et B, alimenté par le déclencheur, et la chute dans cet arc étant faible, le potentiel de B va se rapprocher de celui de A, c'est-à-dire la masse; soit V''_B ce nouveau potentiel. Si les dimensions sont bien choisies on va alors avoir

$$V_0 - V''_B > V_{d_2}$$

et l'arc s'amorce entre B et C sans cesser entre A et B. Ainsi tout l'espace entre A et C est rendu conducteur, et la ligne peut se décharger dans la résistance d'utilisation R.

Cette décharge est commandée par le déclencheur (trigger) et peut donc être synchronisée sur la fréquence de répétition. Le déclencheur n'agissant qu'un temps faible, n'a pas besoin d'être très puissant.

Il est facile de voir qu'en multipliant le nombre des électrodes intermédiaires, il est possible de travailler avec des tensions plus élevées et aussi avec un registre de valeurs de la tension plus étendu.

Les éclateurs fixes peuvent être à l'air libre avec un soufflage pour l'entraînement des ions, ou dans une enceinte fermée à pression supérieure à la pression atmosphérique avec un choix convenable du gaz de remplissage, à la fois pour obtenir une bonne vitesse de déionisation et une durée de vie satisfaisante des électrodes (trigatron) [7].

4.3.4. LES THYRATRONS. — Bien antérieurement au développement des modulateurs, les thyratrons à gaz rares et à vapeur de mercure étaient connus comme aptes à jouer le rôle d'interrupteur.

C'est effectivement avec de tels tubes qu'ont été montés les premiers modulateurs, soit avec des tubes tétrode à xénon comme le 2 D 21, le 2050 et le 3 D 22 [11], soit avec des tubes à vapeur de mercure, mais alors en assurant une régulation de la température de l'enceinte où se trouve enfermé le tube [12].

5. MÉCANISME DE FONCTIONNEMENT DES THYRATRONS A GRILLE DE COMMANDE NÉGATIVE.

Avant d'aborder l'étude détaillée du thyratron à hydrogène et pour en mieux comprendre le comportement, il apparaît nécessaire d'avoir présentes à l'esprit les différentes théories qui ont été données du mécanisme de fonctionnement des thyratrons à grille de commande négative. Nous rappelons donc l'essentiel de ces théories en laissant de côté, l'influence de la pression, de la nature du gaz, de la température de la cathode et de l'enceinte, sachant qu'il est facile de trouver des indications sur ces paramètres dans les articles cités et dans les ouvrages traitant de la décharge dans les gaz [30], [35], [37].

5.1. Constitution.

Il y a au moins deux types principaux de thyratrons; les tubes à grille de commande négative et les tubes à grille de commande positive. Dans le cas d'un tube triode, la structure est très différente quand on passe d'un type à l'autre; dans le cas d'un tube tétrode, la structure peut être la même. On peut dire que les thyratrons à grille « négative » sont ceux des emplois habituels, que le remplissage soit fait d'un gaz rare, d'hydrogène ou de vapeur de mercure. Les thyratrons à grille « positive » sont plus spécialement destinés à servir d'interrupteur dans les modulateurs, que le remplissage soit fait d'hydrogène ou d'autres gaz.

Dans le type triode, une seule grille est présente qui est la grille de commande; dans le type tétrode, il y a deux électrodes dont l'une seulement sert à la commande. Ces deux types sont schématisés sur la figure 8.

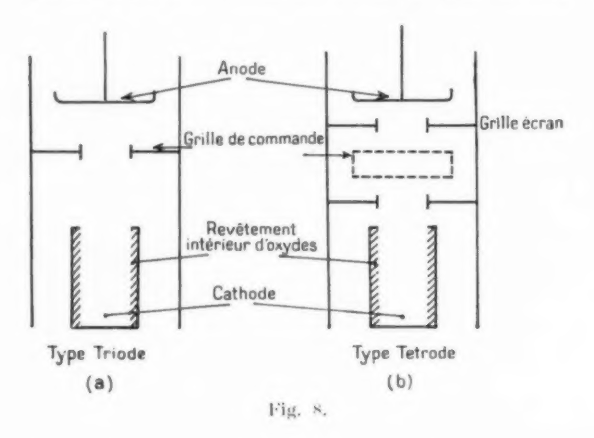


Fig. 8.

5.2. Principe et théories du fonctionnement.

On trouve dans les ouvrages classiques [10] et dans un certain nombre d'articles [13], [14], [15], [16], [17], [18], [19], [20] le principe et les théories du fonctionnement du thyratron à grille de commande négative, sans qu'on puisse cependant affirmer qu'une théorie complète ou mathématique soit à l'heure actuelle disponible.

5.2.1. Quelques caractéristiques. — Rappelons d'abord que la cathode étant à sa température normale de travail, l'anode étant portée à une certaine tension V_a par rapport à la cathode, l'état électrique du tube ne dépend que de la valeur absolue de la tension V_g à laquelle est portée la grille. Tant que celle-ci est à un potentiel suffisamment négatif, il ne se passe rien, c'est-à-dire que le tube se comporte sensiblement comme une triode à vide. Mais quand la grille atteint une certaine tension « critique » dont la valeur dépend de V_a, une décharge prend naissance, la chute interne du tube devenant faible, et ne dépendant que de la limitation du courant par le circuit extérieur. Si la grille est alors encore moins polarisée, afin d'être nettement au-dessous de la tension critique, elle perd toute action sur la décharge et ne peut par suite contrôler le courant.

Puisqu'à chaque valeur de V_a correspond une valeur « critique » pour la tension grille V_g on peut par une courbe, dite « caractéristique d'amorçage » séparer le plan V_a — V_g en deux zones : la zone I est celle où la décharge a toujours lieu, et la zone II est celle où elle ne peut s'amorcer *(fig. 9)*.

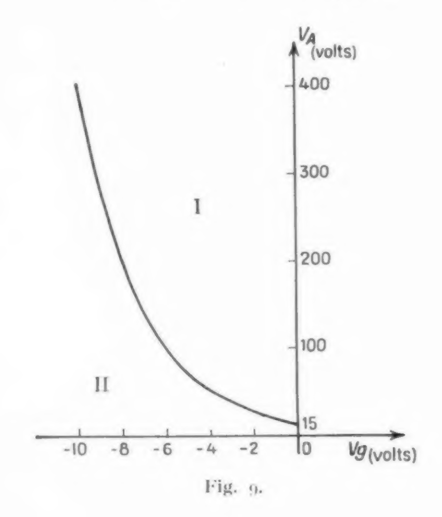


Fig. 9.

Quand la décharge est établie, un retour du potentiel de la grille en dessous de ce qu'était sa tension critique reste sans effet sur la décharge. L'arrêt du passage du courant ne peut être obtenu qu'en ramenant le potentiel de la plaque à une tension positive très faible ou mieux une valeur nulle ou négative.

La courbe de la figure 9, quoique très importante est cependant bien insuffisante pour décrire toutes les propriétés du thyratron. Il faut y ajouter les valeurs maxima des courants de crête et des courants moyens, le courant de crête dépendant des propriétés de la cathode et le courant moyen des dissipations permises sur les différentes électrodes. Il faut aussi spécifier les tensions maxima de crête directes et inverses, lesquelles dépendent de la géométrie du tube, de la nature du gaz et de sa

pression. Il faut donner la valeur minimum de la puissance nécessaire à la commande par la grille, valeur particulièrement faible dans le type tétrode. Enfin il faut donner la durée des phénomènes internes, c'est-à-dire :

1° le temps d'ionisation ou le temps qui s'écoule entre le moment où la grille est à son potentiel de déclenchement et le moment où le tube atteint son état stationnaire de conduction;

2° le temps de déionisation, ou temps qui s'écoule entre le moment où l'on ramène la tension d'anode à zéro et le moment où le thyratron est revenu à l'état initial, ou celui précédant la décharge, [16], [17], [18], [19], [21], [22], [23], [24], [25], [26], [27], [28], [29].

S'il est plus ou moins difficile d'étudier toutes ces caractéristiques sur des tubes réels, il apparaît nécessaire qu'une théorie explique au moins l'allure des phénomènes. En fait, si des ébauches ont été données, il reste certain que ce qui serait peut-être du plus grand intérêt pour le constructeur, à savoir, la distribution des pertes de puissance à l'intérieur du tube, n'a pu encore être atteint théoriquement. Si l'on prend l'exemple du thyratron triode de la figure 8*a*, qui a une structure « alignée », on peut se faire une idée du mécanisme de l'amorçage en cherchant à le calculer.

5.2.2. Étude et calcul de l'amorçage. — Avant l'amorçage, le tube se comporte sensiblement comme un tube à vide et il y a intérêt à connaître alors la configuration du potentiel. Si l'on prend la carte donnée dans l'article sous la référence [14] (*fig.* 10), et que l'on porte en fonction de la distance à la cathode le potentiel le long de l'axe du tube, on obtient la courbe de la figure 11.

La présence de la grille négative entraîne l'existence d'un minimum de potentiel négatif entre la cathode et la grille. Si l'on appelle V_m la valeur absolue de ce minimum, seuls les électrons dont l'énergie cinétique sera supérieure à eV_m pourront vaincre cette barrière. Si l'on rapporte le nombre de ces électrons au nombre total émis, on a

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\frac{eV_m}{KT}}, \tag{13}$$

où T est la température de la cathode en degrés Kelvin, K la constante de Boltzman et e la charge d'un électron.

En fait, l'ouverture de la grille peut être telle qu'une fraction $\tau_1 < 1$ des n électrons la traverse. Si l'on passe du nombre d'électrons au courant, et

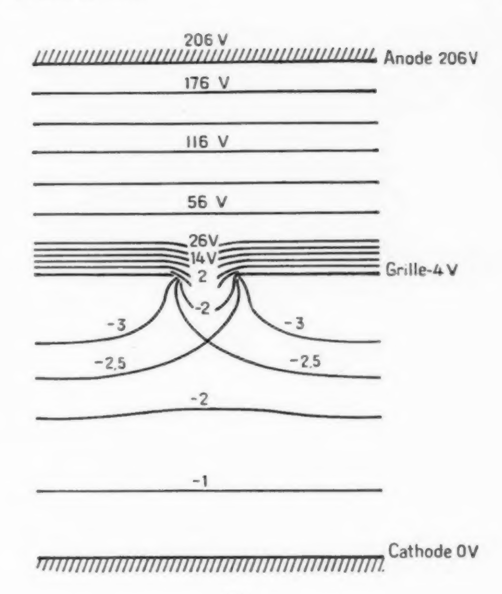


Fig. 10.

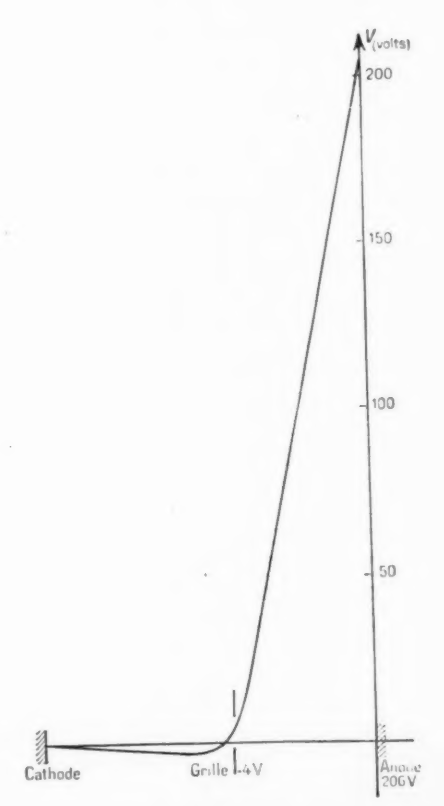


Fig. 11.

si l'on appelle I_s le courant de saturation de la cathode, on obtient

$$I = \eta I_s e^{-\frac{eV_m}{kT}}. \tag{14}$$

Tant que le tube n'est pas amorcé, les courants sont faibles et l'on peut affirmer, ce que l'expérience confirme [14], que V_m ne dépend que de la géométrie et des tensions de grille et d'anode, comme dans une triode à vide. On peut donc écrire

$$V_m = f'[V_a + \mu V_g] \tag{15}$$

et I_s étant dans ce cas indépendant des tensions appliquées, on peut écrire

$$\operatorname{Log} I = \operatorname{Log} \eta I_s - \frac{eV_m}{kT} = f(V_a + \mu V_g). \tag{16}$$

Cette formule n'est naturellement valable que dans la mesure où aucune ionisation n'a lieu (on sait que $f(V_a + \mu V_g)$ diffère peu d'une fonction linéaire).

Si l'on suppose maintenant qu'il peut y avoir ionisation des molécules du gaz par les électrons, en raison de la très faible énergie qu'ils acquièrent dans l'espace cathode-grille, elle ne peut exister que dans l'espace grille-anode. Les ions créés dans cet espace vont se rapprocher de la grille et former dans son voisinage une charge spatiale positive dont la conséquence va être une modification de la courbe de potentiel de la figure 11. Cette modification fait passer de la courbe (1) de la figure 12 à la courbe (2).

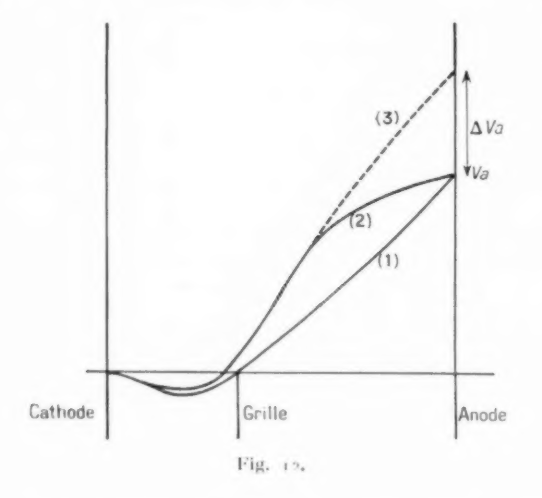


Fig. 12.

Pour l'espace cathode-grille, cette courbe (2) semble être dans cette région le prolongement d'une courbe (3) correspondant en l'absence d'ionisation à une tension d'anode $V_a + \Delta V_a$. En première approximation on peut admettre que ce ΔV_a est proportionnel au courant I et écrire

$$\Delta V_a = \rho I. \tag{17}$$

où ρ est une constante.

On a alors

$$\operatorname{Log} I = f(V_a + \mu V_g + \rho I). \tag{18}$$

Or l'expérience confirme cette hypothèse [14], et si l'on trace la courbe de I en fonction de V_g on trouve que pour certaines valeurs de ρ, les courbes présentent une tangente verticale, ce qui indique que l'on atteint une région d'instabilité, qui correspond à l'amorçage de la décharge. Physiquement cela veut dire qu'à mesure que l'ionisation est plus importante dans l'espace grille-anode, la valeur absolue de V_m diminue et la proportion des électrons qui passent la barrière croît. Ainsi, selon cette théorie qui est due à E. L. E. Wheatcroft, R. B. Smith et J. Metcalfe, la croissance du courant avant l'amorçage est dû à l'abaissement de la barrière de potentiel créé au départ par la grille de commande.

L'hypothèse a été faite que le courant était assez faible pour qu'il soit possible de négliger la charge spatiale des électrons au voisinage de la cathode. Quand on approche de l'amorçage, même si la grille ne crée plus qu'une barrière très faible, le courant devenant important, une nouvelle barrière apparaît, celle que constitue la charge spatiale des électrons.

On peut alors chercher à continuer le calcul, comme l'a fait C. J. Mullin [15], en étudiant comment les ions créés dans l'espace grille-anode parviennent dans l'espace cathode-grille et en particulier, comblent le « puits de potentiel » de la charge spatiale électronique. Quand le « puits » est complètement comblé, le courant devint infini; l'amorçage est réalisé.

Si V_m est la valeur absolue de la profondeur de ce « puits » et si l'arrivée des ions correspond à une diminution de profondeur d'importance V_+, on a

$$I = I_s e^{-\frac{e}{kT}(V_m - V_+)}. \tag{19}$$

Ces ions provenant de l'espace grille-anode, traversent l'ouverture de grille et par suite sont distribués sur une surface de l'ordre de grandeur de celle de cette ouverture. Ils s'accumulent au voisinage de la cathode à une distance moyenne x_+. On peut donc considérer qu'apparaît un condensateur fictif portant sur son armature distante de la cathode de x_+ une charge Q telle que

$$Q = CV_+. \tag{20}$$

La connaissance de x_m et de la surface permet d'évaluer C. On aura donc V_+ si l'on peut évaluer Q. D'après Mullin, Q peut être évalué de la manière suivante :

On suppose d'abord que le courant d'ions est proportionnel au courant d'électrons, de plus si l'on appelle t_+ le temps moyen qu'il faut aux ions pour aller de leur lieu de naissance dans le puits de potentiel, le courant d'ion au voisinage de la cathode sera une fonction du temps de la forme

$$I_+(t) = \alpha I(t - t_+), \tag{21}$$

puisque les ions qui arrivent à la cathode sont ceux créés au temps t_+ plus tôt. Si l'on développe (21) en se limitant aux deux premiers termes, on obtient

$$I_+(t) = \alpha I(t) - \alpha t_+ \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}. \tag{22}$$

S'il faut un temps t pour amener la charge Q, compte tenu des pertes possibles d'ions on aura

$$Q = \beta \int_0^t I_+(t)\,\mathrm{d}t, \tag{23}$$

d'où le courant

$$I = I_s\, e^{\frac{e}{kT}\left[V_m - \frac{\beta}{C}\int_0^t I_+(t)\,\mathrm{d}t\right]}, \tag{24}$$

où

$$\mathrm{Log}\,\frac{I}{I_s} = -\frac{eV_m}{kT} + \frac{e\beta}{kTC}\int_0^t I_+(t)\,\mathrm{d}t. \tag{25}$$

Si l'on différencie et que l'on tient compte du développement (22)

$$\mathrm{d}t = \frac{kTC}{e\beta\alpha}\,\frac{\mathrm{d}I}{I^2} + t_+\frac{\mathrm{d}I}{I}, \tag{26}$$

en intégrant alors de zéro à t :

$$\begin{aligned} t &= \frac{kTC}{e\beta\alpha}\left[\frac{1}{I_0} - \frac{1}{I}\right] + t_+\,\mathrm{Log}\,\frac{I}{I_0} \\ &= \frac{kTC}{e\beta\alpha}\,\frac{1}{I_0}\left[1 - \frac{1}{\frac{I}{I_0}}\right] + t_+\,\mathrm{Log}\,\frac{I}{I_0}, \end{aligned} \tag{27}$$

où I_0 est le courant à l'instant zéro, c'est-à-dire juste avant que des ions commencent à apparaître.

Il faut remarquer que cette relation donne un courant infini pour un temps infini, ce qui est normal, puisqu'elle ne représente que les phénomènes d'établissement et aucunement le régime permanent.

Il est possible de relier I_0 à la tension grille avant que l'ionisation ait eu lieu en se reportant au calcul général de la triode, donné par Langmuir [30]. On remplace d'abord la triode par une diode équivalente dont la tension d'anode fictive est $V_{af} = V_g + \frac{V_a}{\mu}$ et la distance cathode-anode fictive est

$$d_{caf} = d_{cg}\left[1 + \frac{d_{cg} + d_{ga}}{\mu d_{cg}}\right], \tag{28}$$

où d_{cg} est la distance cathode-grille réelle et d_{ga} la distance grille-anode réelle et μ le coefficient d'amplification.

On peut alors obtenir V_m, x_m et I_0 si l'on suppose ce dernier petit par rapport au courant de saturation par les relations

$$I_{0\,(\mathrm{A/cm^2})} = 2,33.10^{-6}\,\frac{\left[V_g + \frac{V_a}{\mu} - V_m\right]^{\frac{3}{2}}}{[d_{caf} - x_m]^2} \times\left[1 + 2,66\sqrt{\frac{kT}{e[V_{af} - V_m]}} + \ldots\right], \tag{29}$$

$$x_{m\,(\mathrm{cm})} = 2,7.10^{-6}\,\frac{T^{\frac{3}{4}}}{I_0^{\frac{1}{2}}}, \tag{30}$$

$$V_m = \frac{kT}{e}\,\mathrm{Log}\,\frac{I_0}{I_s}, \tag{31}$$

ce qui permet de relier plus ou moins facilement I_0 à V_g. Qu'il nous suffise ici de noter que I_0 est d'autant plus grand que la tension grille est moins négative et en première approximation nous écrirons

$$I_0 = \gamma\,|\Delta V_g|, \tag{32}$$

en appelant $|\Delta V_g|$ la valeur absolue de la surtension de la grille, c'est-à-dire la différence entre la tension critique d'amorçage et la tension réelle choisie pour amorcer le tube.

La relation (27) devient alors

$$t = \frac{kTC}{e\beta\alpha}\,\frac{1}{\gamma\,|\Delta V_g|}\left[1 - \frac{1}{\frac{I}{I_0}}\right] + t_+\,\mathrm{Log}\,\frac{I}{I_0}. \tag{33}$$

Cette relation montre que l'ionisation entraîne d'abord une croissance lente du courant, puis ensuite une croissance exponentielle en fonction du temps. Le temps d'ionisation sera d'autant plus petit que la surtension de la grille sera plus grande et que le temps t_+ de migration des ions sera plus petit. Or, t_+ sera d'autant plus petit que le champ électrique sera plus grand, donc que la tension d'anode sera plus élevée. Ces conclusions sont en bon accord avec l'expérience, comme on peut le voir sur la figure 13, prise dans l'article de M. Birnbaum [21], concernant la mesure du temps d'ionisation d'un tube 2 D 21 pour différentes valeurs de $(|\Delta V_g|)$ et pour deux valeurs de la tension d'anode.

Dans ce qui précède on n'a pas insisté sur le fait que la grille étant négative peut capter des ions qui seront perdus et n'iront pas combler le puits de potentiel. C'est l'introduction du facteur inférieur à l'unité β qui permet de tenir compte de ces pertes, et l'on voit que cela correspond à un accroissement du temps d'ionisation.

Si une résistance est introduite en série dans la grille, il est difficile de savoir ce qui en résulte et il semble que les différents auteurs obtiennent des résultats qui dépendent essentiellement du type de tube utilisé (à comparer les résultats de la référence [13] à ceux des références [18] et [31]).

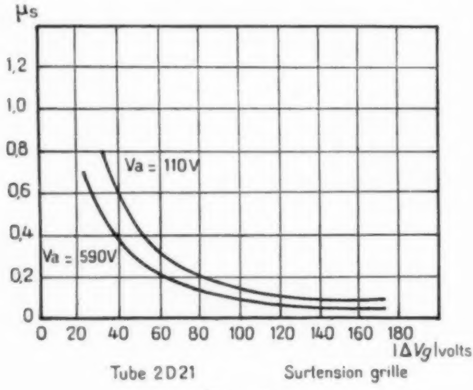


Fig. 13.

Les ions captés, donc perdus pour le processus, allongent le temps d'amorçage, mais leur passage à travers la résistance de grille élève son potentiel ce qui tend à faire décroître ce temps. Par ailleurs la tension d'anode devenant variable au moment de la décharge, la capacité grille-anode peut intervenir et la grille voir son potentiel diminuer, ce qui est un effet inverse du précédent.

Tout ce qui précède concerne l'établissement de la décharge, c'est-à-dire la période transitoire, mais ne donne aucun renseignement sur l'état permanent, quand la décharge est établie, et sur le fait qu'à ce moment la grille perd tout contrôle, du moins dans les thyratrons ordinaires. (On sait qu'il est possible de concevoir des thyratrons conservant un contrôle de grille quel que soit l'importance du courant [32].)

5.2.3. Étude et calcul de l'état permanent. — A partir du moment où le puits de potentiel proche de la cathode est comblé, le courant peut croître jusqu'au courant de saturation de la cathode. En général on limite le courant avant qu'il atteigne cette valeur en introduisant une résistance entre la source et l'anode du thyratron. Ainsi, quand le régime permanent est établi, on a $I < I_s$.

L'étude de ce régime est particulièrement difficile sur le plan théorique et l'est également sur le plan expérimental. A l'aide de sondes il est possible de se faire une idée des caractères de la décharge.

En raison de la structure « alignée » et de l'ouverture relativement grande de la grille, la décharge est sensiblement celle qu'on aurait dans une diode. Elle se compose d'une « chute cathodique » où les électrons acquièrent une énergie suffisante pour ioniser alors les molécules du gaz, et d'un plasma à champ constant. La distribution du potentiel entre la cathode et l'anode a l'allure indiquée sur la figure 14.

La tension V_1 est légèrement supérieure au potentiel d'ionisation du gaz utilisé, et la valeur de V_2 n'est que légèrement plus grande. La différence $V_2 - V_1$ dépend de l'importance du courant admis dans la décharge, courant qui est réglé par les circuits extérieurs. La montée de V_2 à V_f s'explique par le fait que les ions du plasma n'atteignent pas normalement l'anode et qu'alors celle-ci doit avoir un potentiel supérieur à celui de la partie du plasma la plus proche. La grille se trouve placée dans le plasma et se comporte comme une sonde [35], [36], c'est-à-dire ne peut modifier en aucune manière la décharge. Si la grille est négative, des variations de son potentiel n'ont pour effet que de faire varier l'épaisseur de la gaine d'ions qui l'entourent, le courant d'ions étant limité par charge d'espace.

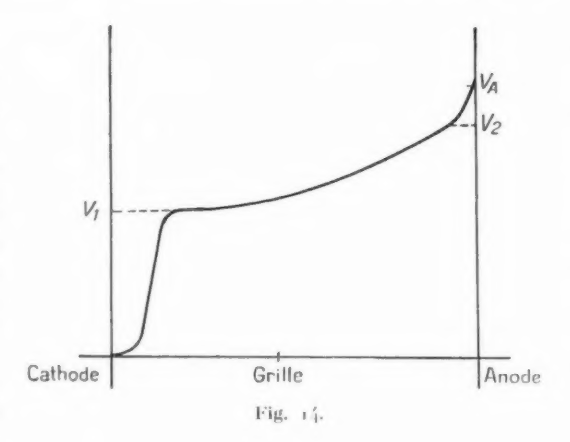


Fig. 14.

D'autres modes de décharge sont possibles, pour lesquels la grille peut garder une action, même pour des courants élevés. Ces autres modes n'apparaissent que pour une structure particulière des électrodes

et des isolants qui les environnent et aussi pour des valeurs particulières de la pression du gaz ([33], [34]).

Il serait séduisant de pouvoir justifier par l'analyse mathématique une courbe comme celle de la figure 14, une telle analyse permettant d'évaluer avec plus de justesse l'importance relative des nombreux phénomènes qui concourent à la décharge.

Cette analyse quoique très complexe, peut en effet, au moins dans le cadre de certaines approximations être poursuivie, ce que nous allons montrer en nous limitant toutefois à la marche à suivre [20], [39].

Entre la cathode et l'anode, des charges sont présentes et le potentiel d'espace doit satisfaire à l'équation de Poisson,

$$\Delta^2 V = \frac{e}{\varepsilon_0}[n_e - n_i]. \tag{34}$$

où e est la valeur absolue de la charge de l'électron, $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9}$ F.m^{-1}, n_e le nombre d'électrons par mètre cube au point considéré et n_i le nombre des ions par mètre cube en ce même point.

Si l'on appelle N_e et N_i le nombre d'électrons et le nombre d'ions qui passent par seconde à travers une surface de 1 m². On a immédiatement

$$\begin{cases} N_e = n_e |v_e| + D_e \operatorname{grad} n_e, \\ N_i = n_i |v_i| + D_i \operatorname{grad} n_i. \end{cases} \tag{35}$$

où v_e et v_i sont les vitesses en mètres par seconde des électrons et des ions et D_e et D_i respectivement les coefficients de diffusion.

Par raison de simplicité on supposera $D_e = D_i = 0$.

On va supposer dans ce qui suit que toutes les quantités ne dépendent que d'une seule coordonnée x, correspondant à un axe perpendiculaire aux électodes.

Remarquons maintenant que le régime étant permanent, le nombre total des particules qui passent à travers l'unité de surface : des électrons dans un sens, des ions dans l'autre; est une quantité constante, indépendante de x, soit N,

$$N = N_e + N_i. \tag{36}$$

On peut exprimer les vitesses $|v_e|$ et $|v_i|$ à l'aide des mobilités μ_e et μ_i que l'on considère comme des nombres positifs. Par définition, on a donc

$$\begin{cases} |v_e| = \mu_e |E|, \\ |v_i| = \mu_i |E|. \end{cases} \tag{37}$$

Si l'on combine les équations (34), (35), (36) et (37) on obtient

$$|E|\frac{dE}{dx} = -\frac{e}{\varepsilon_0}\left[N_e\left(\frac{1}{\mu_e} + \frac{1}{\mu_i}\right) - \frac{N}{\mu_i}\right]. \tag{38}$$

Si l'on appelle ν le nombre d'ionisation par seconde et par mètre cube et ν' le nombre des électrons qui sont perdus par diffusion vers les parois par seconde et par mètre cube on a

$$\operatorname{div} N_e = \nu - \nu'. \tag{39}$$

De (38) et (39) on tire la relation

$$|E|\frac{dE}{dx} = -\frac{e}{\varepsilon_0}\left[\left(\frac{1}{\mu_e} + \frac{1}{\mu_i}\right)\int_0^x [\nu - \nu']\,dx - \frac{N}{\mu_i}\right]. \tag{40}$$

La solution peut être obtenue si l'on sait exprimer ν et ν' en fonction de x ou de E et si l'on tient compte des conditions initiales qui sont :

pour $x = 0$ (cathode) :

$$\frac{N_e}{N_i} = \gamma \qquad \text{où} \quad N_e = \frac{\gamma}{1+\gamma} N;$$

où γ est le rapport des densités de courants électronique et ionique à la surface de la cathode, et pour $x = d$ (anode) :

$$N_i = 0, \qquad N_e = N.$$

En faisant certaines hypothèses, il est possible d'obtenir la solution d'une équation telle que (40) et l'on est conduit à des courbes de potentiel dont l'allure est bien celle de la figure 14.

Or, sur cette figure, on peut distinguer trois régions. Une région où le champ est sensiblement constant, c'est la région du plasma, les charges des deux signes étant en nombre égal; une région voisine de la cathode et une région voisine de l'anode où des charges d'espace importantes apparaissent et où le champ est fortement variable. Ces deux dernières régions constituent ce que l'on appelle des « couches » et peuvent être soumises à un traitement mathématique particulier dont l'exposé nous paraît nécessaire en raison de l'importance très grande de ces « couches » dans les phénomènes de décharge.

On peut considérer que tout se passe comme si l'on avait une diode dont la cathode fournit un courant d'électrons de densité $\mathcal{J}_e$ et l'anode (le bord du plasma) un courant d'ions de densité $\mathcal{J}_i$ [42].

On doit alors considérer deux cas, suivant que la distance de la cathode à l'anode est inférieure ou de l'ordre du libre parcours moyen ou que cette distance est de beaucoup supérieure à ce parcours. Dans le premier cas la vitesse de la particule est de la forme $\sqrt{\frac{2e}{m}V}$, dans le second elle est de la forme μE où μ est la mobilité.

Dans un cas comme dans l'autre l'équation de

Poisson donne

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{1}{\varepsilon_0}\left[\frac{\mathcal{J}_i}{v_i} - \frac{\mathcal{J}_e}{v_e}\right]. \tag{41}$$

Premier cas. — La distance *d* est inférieure au libre parcours moyen. Si l'on appelle V_0 le potentiel de l'anode, (41) devient

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{1}{\varepsilon_0}\left[\frac{\mathcal{J}_i}{\sqrt{\frac{2e}{m_i}(V_0 - V)}} - \frac{\mathcal{J}_e}{\sqrt{\frac{2e}{m_e}V}}\right]. \tag{42}$$

Deuxième cas. — La distance *d* est de beaucoup supérieure au libre parcours moyen

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{1}{\varepsilon_0}\left[\frac{\mathcal{J}_e}{\mu_e E} - \frac{\mathcal{J}_i}{\mu_i E}\right]. \tag{43}$$

Une première intégration des équations (42) et (43), en supposant les mobilités indépendantes de x donne

$$\left(\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}x}\right)^2 = \frac{4}{\varepsilon_0}\left[\frac{\mathcal{J}_e}{\sqrt{\frac{2e}{m_e}}}\sqrt{V} + \frac{\mathcal{J}_i}{\sqrt{\frac{2e}{m_i}}}\sqrt{V_0 - V}\right] + \text{const.}, \tag{44}$$

$$E^2 = \frac{2}{\varepsilon_0}\left[\frac{\mathcal{J}_e}{\mu_e} - \frac{\mathcal{J}_i}{\mu_i}\right] x + \text{const.} \tag{45}$$

Pour aller plus loin il faut connaître les conditions initiales et l'on peut faire différentes hypothèses. Soit que le champ est nul sur une des électrodes seulement, soit qu'il est nul sur les deux. Prenons ce dernier cas et l'équation (44) qui correspond bien au début de la courbe de la figure 14, on a alors immédiatement

$$\left(\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}x}\right)^2 = \frac{4}{\varepsilon_0}\left[\frac{\mathcal{J}_e}{\sqrt{\frac{2e}{m_e}}}\sqrt{V} + \frac{\mathcal{J}_i}{\sqrt{\frac{2e}{m_i}}}\left(\sqrt{V_0 - V} - \sqrt{V_0}\right)\right] \tag{46}$$

et

$$\frac{\mathcal{J}_e}{\sqrt{\frac{2e}{m_e}}} = \frac{\mathcal{J}_i}{\sqrt{\frac{2e}{m_i}}}, \qquad \text{c'est-à-dire} \qquad \frac{\mathcal{J}_e}{\mathcal{J}_i} = \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}, \tag{47}$$

d'où

$$\mathcal{J}_e = \left[\int_0^1 \frac{\mathrm{d}u}{\sqrt{\sqrt{u} + \sqrt{1-u} - 1}}\right]^2 \frac{\varepsilon_0\sqrt{\frac{2e}{m_e}}}{4}\,\frac{V_0^{\frac{3}{2}}}{d^2} \tag{48}$$

qui est à rapprocher de l'expression du courant qui en l'absence d'ions serait limité par la charge d'espace et qui est

$$\mathcal{J}'_e = \frac{16}{9}\,\frac{\varepsilon_0\sqrt{\frac{2e}{m_e}}}{4}\,\frac{V_0^{\frac{3}{2}}}{d^2}. \tag{49}$$

Ces résultats sont très importants puisqu'ils montrent que les densités de courant sont inversement proportionnelles à la racine carrée des masses des particules, et qu'en raison de la légèreté des électrons, la presque totalité du courant est transportée par ceux-ci. D'autre part, l'expression (48) montre que le courant électronique est sensiblement 1,86 fois ce qu'il serait, s'il n'y avait pas d'ions présents.

5.2.4. Retour aux conditions initiales. — Une fois la décharge établie, la grille n'agissant plus, c'est seulement en abaissant le potentiel d'anode jusqu'à une certaine valeur dite « tension d'extinction » que l'on peut obtenir la cessation du phénomène.

En réalité il ne suffit pas d'avoir ramené l'anode à un potentiel nul et la grille à son potentiel de départ pour que les conditions initiales soient retrouvées. En effet, les ions présents doivent disparaître complètement pour qu'on ne risque pas de « ranimer » la décharge en élevant la tension plaque à sa valeur de départ.

Le temps que mettent ces ions à disparaître est appelé « temps de déionisation», ou « temps de retour », et c'est ce temps qui fixe la fréquence maximum de répétition utilisable. Si l'on dépasse cette fréquence le tube ne suit plus et reste « allumé » en permanence.

Les phénomènes de déionisation ont été étudiés expérimentalement par différents auteurs [16], [24], [25], [26], [28], [31].

On peut se faire une idée du mécanisme du retour à l'état initial en remarquant qu'à partir du moment où le courant passant dans le tube devient petit

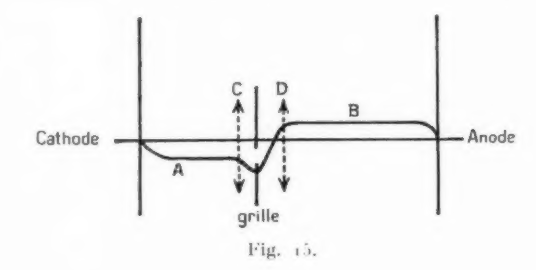


Fig. 15.

et où l'énergie acquise par les électrons devient insuffisante pour que ceux-ci créent des ions, le plasma, par diffusion, envahit tout le tube et la courbe du potentiel d'espace pour une grille encore négative est de la forme donnée sur la figure 15.

Le plasma A est à un potentiel légèrement inférieur à celui de la cathode à cause de l'excès d'élec-

trons, et le plasma B à un potentiel légèrement supérieur à celui de l'anode. Au voisinage de l'ouverture de la grille, il y a un creux de potentiel et par suite une couche d'ions avec un courant de grille ionique limité par charge d'espace. A mesure que les ions et les électrons s'éliminent par diffusion ambipolaire, le plasma voit sa densité décroître et par suite la couche d'ions autour de la grille va en s'épaississant, les deux frontières C et D reculant. Il y correspond naturellement une décroissance du courant de grille. L'expérience montre que tout au début de la décroissance de la densité du plasma, le courant de grille reste sensiblement constant et qu'ensuite il décroît exponentiellement avec le temps.

C'est seulement quand les frontières C et D des deux plasmas sont suffisamment éloignées l'une de l'autre, se rapprochant respectivement de la cathode et de l'anode, que le thyratron est près de retrouver son état initial.

Tous les auteurs semblent d'accord pour considérer que le « temps de retour » est plus faible si l'on porte la grille à un potentiel suffisamment négatif, et qu'il est plus long si l'on introduit une résistance en série dans le circuit de grille; mais les explications justificatives sont divergentes.

En réalité il apparaît que l'on ne tient pas assez compte de la structure géométrique de la grille, laquelle peut être soit une plaque percée d'un seul grand trou, ou d'une multitude de petits trous, soit encore une grille en hélice comme dans les lampes à vide.

La déionisation est accélérée également si l'on maintient la plaque à un potentiel franchement négatif par rapport à la cathode puisque dans ces conditions ont fait apparaître un champ qui repousse les électrons vers la cathode et attire les ions vers l'anode. C'est pour cette raison qu'il est favorable dans un modulateur de travailler avec une charge de résistance inférieure à l'impédance caractéristique de la ligne (*voir* § 3.3.3).

DEUXIÈME PARTIE.

LE THYRATRON A HYDROGÈNE.

1. CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES SUR LE THYRATRON A HYDROGÈNE.

1.1. Description du tube.

Le thyratron à hydrogène tel qu'il est habituellement réalisé se distingue des tubes décrits dans la première partie par la structure et la disposition de ses électrodes. C'est ce que montre la figure 16, qui donne la coupe d'un tel tube (en comparaison avec la figure 8).

On remarque sur cette figure, la cathode C, de forme creuse avec un revêtement d'oxydes intérieur et extérieur. Cette cathode est entourée d'un écran E_C et elle est cachée vis-à-vis de la grille derrière un baffle B_C. La grille comporte deux parties : une partie centrale G_1 pleine et une partie annulaire G_2 ajourée, l'ensemble étant fixé sur un écran de grille E_G. L'anneau ajouré G_2 est lui-même caché vis-à-vis de la cathode derrière un baffle de grille B_G. Enfin l'anode A est à peu près entièrement emprisonnée dans l'écran de grille.

Alors que dans les thyratrons étudiés dans la première partie, il y avait communication en voie directe entre l'espace grille-anode et l'espace grille-cathode, ici il y a séparation complète de ces deux espaces et ce type est qualifié de « blindé ».

Une conséquence immédiate est à déduire de ce fait, c'est que si la grille est portée au potentiel de la

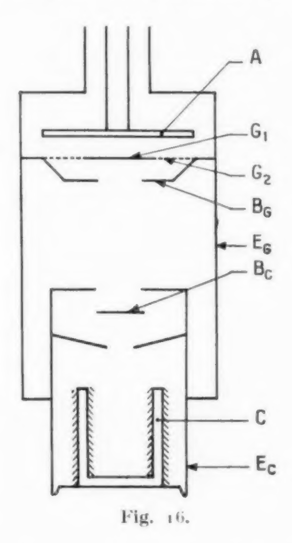


Fig. 16.

cathode, quelle que soit la tension plaque, aucun courant ne peut circuler dans le tube.

On peut dire que dans le cas des thyratrons à structure alignée, on a affaire à un conducteur que

l'on empêche de conduire par action de la grille, alors que dans le cas présent, on a un non-conducteur que l'on force à conduire, grâce à la grille [38].

Pour obtenir cette conduction, il faut créer une décharge dans l'espace cathode-grille et par suite travailler nécessairement avec une grille positive.

Alors que la commande des thyratrons du type aligné n'exige qu'une puissance très faible, la commande des thyratrons du type blindé exige une puissance suffisante pour entretenir la décharge entre la grille et la cathode.

Un avantage apparaît immédiatement : c'est que tant que la grille est à un potentiel assez bas pour que l'espace cathode-grille ne soit pas ionisé, on peut appliquer à l'anode des tensions aussi élevées que l'on veut dans la limite des données de la loi de Paschen pour la géométrie choisie pour les électrodes et pour la pression adoptée pour l'hydrogène. Cette limite ne peut toutefois pas être reculée indéfiniment par un rapprochement de la grille et de l'anode puisqu'une émission de champ importante apparaît nécessairement, pouvant amorcer la décharge. La distance grille-anode est en général comprise entre 1 et 2 mm.

Les points de la figure 17, obtenus en statique, en mesurant le courant d'anode et le courant grille

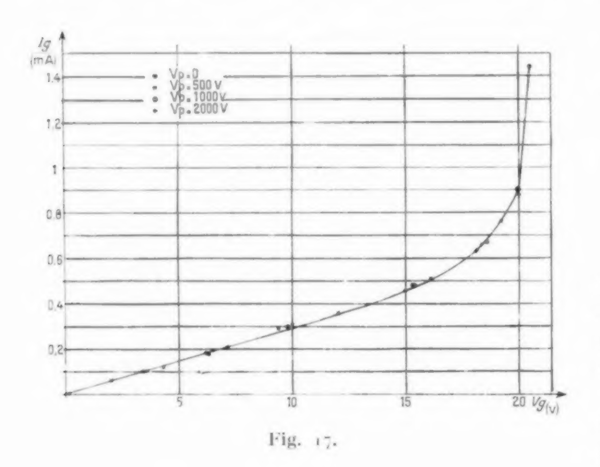


Fig. 17.

en faisant varier la tension grille pour différentes valeurs de la tension d'anode, montrent bien que tant que la grille n'amorce pas la décharge dans l'espace cathode-grille, le courant d'anode est nul et la tension d'anode n'a aucune action sur le courant grille. De plus on voit que l'amorçage se fait quand la grille atteint une tension de l'ordre d'une vingtaine de volts.

1.2. Emploi de l'hydrogène.

1.2.1. Vitesse de déionisation. — La structure blindée que nous avons considérée comme caractéristique du thyratron à hydrogène a été cependant utilisée avec de la vapeur de mercure et avec des gaz rares [38]. Dans l'emploi de la vapeur de mercure, il est nécessaire, pour assurer la permanence des caractéristiques, de maintenir la température du tube constante, ce qui complique les installations. Les gaz rares ont eux aussi un inconvénient, celui de présenter un temps de déionisation souvent trop long pour qu'on puisse admettre des fréquences de répétition de valeur élevée.

On s'en rend compte sur la figure 18, extraite de l'article de H. H. Wittenberg [11] concernant des thyratrons du type aligné.

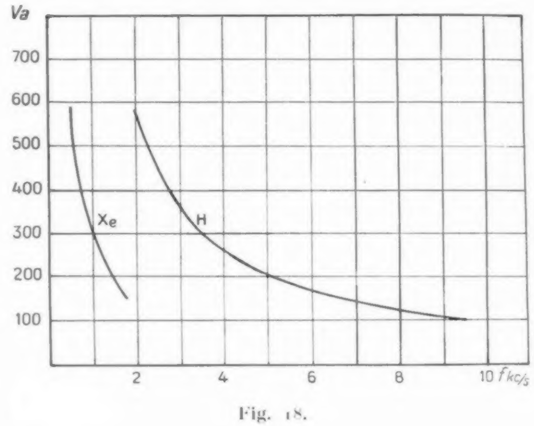


Fig. 18.

Les points de chaque courbe sont obtenus en fixant la tension grille à une valeur négative et en cherchant, pour des impulsions de 5 μs, la tension d'anode pour laquelle, à une fréquence de répétition donnée, le tube ne suit plus et reste « allumé ».

Cette figure met en évidence l'avantage de l'hydrogène qui permet un fonctionnement correct du tube pour les fréquences de répétitions réclamées par certains radars (ce serait aussi le cas de l'hélium, mais on le rejette pour des raisons traitées dans le paragraphe suivant).

1.2.2. Destruction de la cathode. — Comme on l'a vu, la décharge s'amorce quand les ions atteignent la cathode, et ils y arrivent avec une énergie suffisante pour la détruire, quand celle-ci est du type à oxydes. Comme l'a indiqué A. W. Hull [37], pour chaque gaz, il y a une chute de tension maximum

aux bornes du tube, qu'il ne faut pas dépasser dans une décharge d'arc, si l'on ne veut pas détruire la cathode. Heureusement, cette chute maximum est supérieure au potentiel d'ionisation, et si elle est basse 22 V pour la vapeur de mercure, 25 V pour l'argon, 27 V pour le néon, elle est beaucoup plus élevée pour l'hydrogène, de l'ordre de 600 V, soit 24 fois plus que pour les autres gaz [7].

Cependant, l'hydrogène est réducteur et l'on peut craindre une destruction chimique de la cathode par réduction des oxydes et une disparition de l'hydrogène dans des hydrures. Cet effet chimique est évité en faisant travailler la cathode à une température aussi basse que possible, compatible avec les propriétés émissives. Cette température reste donc dans d'étroites limites qui sont 800 et 850° C.

1.2.3. Disparition du gaz. — Un inconvénient certain de l'hydrogène est sa facile disparition par absorption par les différentes électrodes. Ce n'est que par l'emploi de matériaux choisis et convenablement traités qu'il est possible de pallier ce défaut.

Dans certains tubes de grande puissance où la surface des électrodes peut devenir grande relativement au volume de gaz, on prévoit un réservoir à réglage thermique tel, que la pression peut être maintenue à une valeur constante, qui est généralement de l'ordre de 0,5 tor [40], [41].

1.3. Conditions d'emploi.

Dans l'étude de la constitution d'un modulateur nous avons montré que l'interrupteur devait présenter un certain nombre de qualités pour un service efficace. C'est pour satisfaire à ces exigences que le thyratron à hydrogène du type blindé, proposé par Germeshausen du Radiation Laboratory du M. I. T. [7], [41] a été créé.

Il s'en suit que ses conditions de fonctionnement sont toujours à peu près du même type et c'est aussi dans ces conditions que l'étude en sera faite.

Pratiquement, la grille est soumise à une impulsion d'amplitude suffisante, qui est ici la surtension puisque la polarisation est nulle. Cette impulsion a une durée de plusieurs microsecondes et un flanc avant de raideur moyenne.

Elle entretient une décharge entre la cathode et la grille. La ligne à retard chargée à une tension élevée peut alors se décharger à travers le tube, l'espace grille-anode s'ionisant à son tour. La fréquence de répétition est choisie selon les applications et peut varier de 500 à 5 000 c/s.

2. DISPOSITIFS D'ÉTUDE DU THYRATRON A HYDROGÈNE.

Les tensions et les courants relatifs aux différentes électrodes varient, en fonction du temps, de façon complexe et comme certains détails durent souvent moins de 10 mμs, il est nécessaire de disposer d'un appareillage particulièrement soigné et éprouvé, et de circuits de mesure spécialement conçus.

Un certain nombre d'auteurs [7], [21], [29], [43], [44], [45], [46] ont étudié le thyratron à hydrogène du type blindé à la fois pour en bien connaître les propriétés et pour tâcher d'en donner une théorie.

Nous avons à notre tour cherché à faire quelques mesures aussi complètes que possible, sans toutefois nous astreindre à étudier l'influence de tous les paramètres en raison de la tâche considérable que cela représente.

2.2. Dispositif expérimental.

2.2.1. Type du tube étudié. — L'étude a porté sur un T. G. 200 de fabrication C. S. F., tube dont les caractéristiques sont analogues à celles du 4 C 35 et qui sont données dans le tableau suivant :

Tableau II.

T. G. 200.

Type	Blindé
Gaz	Hydrogène
Tension de chauffage	6,3 V + 5 %, — 10 %
Courant de chauffage sous 6,3 V	7,2 A ± 10 %
Temps de chauffage minimum	180 s
Tension anodique crête maximum	8 000 V
Courant anodique crête maximum	100 A
Tension anodique crête inverse maximum	8 000 V (*)
Courant moyen d'anode maximum	100 mA
Durée maximum de l'impulsion	6 μs
Fréquence de répétition maximum	4 000 c/s
Caractéristiques du circuit de commande de grille (thyratron enlevé) :	
Tension grille crête minimum	150 V
Durée de montée du front avant	1 μs max.
Durée minimum de l'impulsion grille pour une amplitude supérieure à 50 V	4 μs
Tension inverse de grille maximum	200 V
Température ambiante	— 50 à + 90° C
Durée de vie	1 000 h

(*) A condition qu'elle ne dépasse pas 2 500 V pendant les 25 premières microsecondes qui suivent la fin de l'impulsion.

2.2.2. Déclencheur. — Le déclencheur fournit l'impulsion qui maintient la décharge dans l'espace

cathode-grille. Il est équipé d'un T. G. 200 et donne une impulsion qui, mesurée sur le support du thyratron en étude, a une amplitude de 170 V, une durée à mi-amplitude de 2,3 μs et un front avant dont la pente est de 625 V. μs⁻¹.

Quand une résistance est introduite en série dans la grille du tube étudié, l'impulsion est maintenue aux mêmes valeurs.

Le schéma du déclencheur est donné sur la figure 19.

L'alimentation A_1 charge la ligne LR_1 à travers une inductance résonnante S_1 de 3,5 H et une diode D_1 : V 15-125 de la C. S. F.

La ligne à retard est constituée de cinq cellules avec inductances de 14 μH et capacités de 5 600 pF,

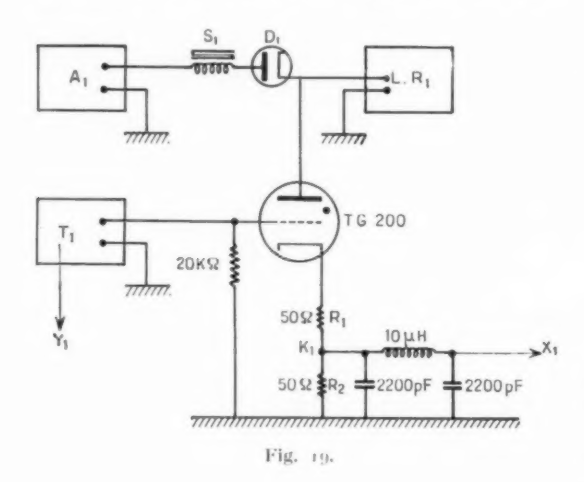


Fig. 19.

d'où une impédance caractéristique de 50 Ω. Le tube du déclencheur est lui-même commandé par un « trigger » comportant quatre tubes à vide et fournissant une impulsion d'environ 200 V pendant 3 μs avec une montée de 0,8 μs.

Sur un étage de ce « trigger » est pris en Y_1 la synchronisation de l'oscillographe, de telle sorte qu'il n'est pas nécessaire de retarder les signaux étudiés pour en avoir le début, le décalage étant obtenu dans les étages à tubes à vide.

L'impulsion envoyée sur la grille du tube en étude suivant X_1 est prise sur un diviseur placé dans le retour de cathode du T. G. 200. La résistance R_1 est fixe et égale à 50 Ω, de telle sorte que pendant la décharge du T. G. 200, à étudier, le thyratron du déclencheur débite toujours sur une impédance sensiblement égale à celle de la ligne à retard LR_1. La résistance R_2 est également de 50 Ω dans nos mesures, mais peut être prise de valeur différente.

L'impulsion mesurée en K_1 a une amplitude que l'on peut régler par action sur l'alimentation A_1.

Entre K_1 et X_1 est inséré un filtre passe-bas dont l'impédance caractéristique est 50 Ω et la fréquence de coupure 1 Mc/s. Ce filtre évite que le thyratron en étude réagisse sur le déclencheur.

2.2.3. Montage d'étude. — Le thyratron en étude, un T. G. 200, est entouré des circuits représentés sur la figure 20, très analogues aux précédents,

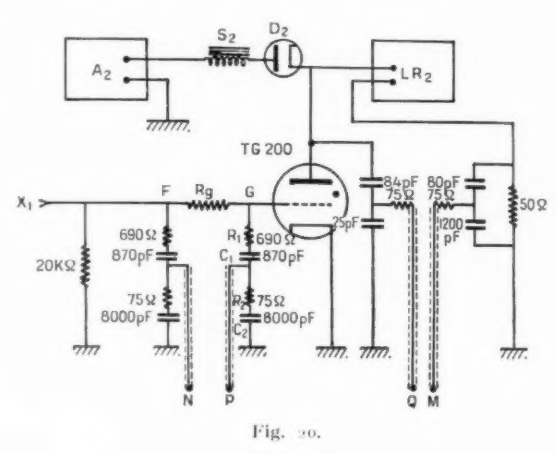


Fig. 20.

mais qui comportent en plus les diviseurs nécessaires aux mesures.

Là encore, une alimentation A_2 charge la ligne LR_2 sous 8 kV à l'aide d'une inductance résonnante S_2 de 8 H, à travers la diode D_2 constituée de deux tubes C. S. F. V. X. 30 en parallèle. La ligne LR_2 comporte six cellules avec inductances de 5,2 μH et capacités de 2 100 pF, présentant ainsi une impédance caractéristique de 50 Ω.

Le tube a sa cathode à la masse et la charge est constituée par une résistance de 50 Ω. L'impulsion du déclencheur arrive en X_1.

2.3. Méthodes et appareils de mesure.

2.3.1. Emploi de diviseurs. — Les différentes quantités à mesurer sont amenées à l'oscillographe par des câbles coaxiaux 75 Ω. Pour en obtenir l'adaptation il est usuel de faire usage de diviseurs, d'autant que certaines tensions à mesurer sont particulièrement élevées.

Nous ne discuterons pas ici des avantages et inconvénients des différents types de diviseurs, cette discussion étant faite dans la littérature [7], [48].

2.3.2. Étalonnage des diviseurs. — Si l'on se reporte à la figure 20, on constate que deux types de diviseurs ont été employés. L'un est un pont purement capacitif, l'autre un pont à circuit *RC* série rendu insensible à la fréquence en assurant l'égalité $R_1C_1 = R_2C'_2$, C'_2 comprenant la capacité C_2 et la capacité du câble.

L'étalonnage de ces diviseurs, de l'un et l'autre type, est fait à l'aide de générateurs B. F. et H. F. et de deux voltmètres à lampe.

On sait [49], que des impulsions dont la fréquence de répétition est $\frac{1}{T}$ de forme trapézoïdale, de durée totale 2τ et dont les fronts obliques durent τ' et dont l'amplitude est M (*fig.* 21) peuvent être repré-

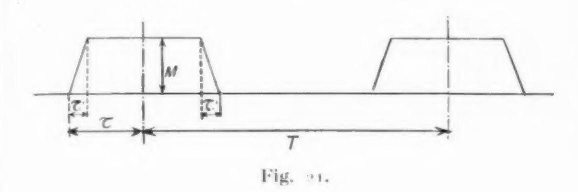


Fig. 21.

sentées par un développement de la forme

$$(50)\quad f(t) = \frac{2M}{T}\left(\tau - \frac{\tau'}{2}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2(2\tau - \tau')}{T} M \frac{\sin n\omega \frac{\tau'}{2}}{n\omega \frac{\tau'}{2}} \times \frac{\sin n\omega\left(\tau - \frac{\tau'}{2}\right)}{n\omega\left(\tau - \frac{\tau'}{2}\right)} \cos n\omega t,$$

de telle sorte que les amplitudes des harmoniques décroissent comme $\frac{1}{n^2}$.

Dans notre étude, la fréquence de répétition a toujours été de 1000, et nous avons admis qu'il était suffisant de vérifier la constance du facteur de réduction entre 50 c/s et 7 Mc/s. En outre, nous avons vérifié à l'oscillographe à deux faisceaux que les impulsions étudiées n'étaient pas modifiées par l'emploi de ces ponts diviseurs.

La figure 22 donne une courbe d'un des diviseurs

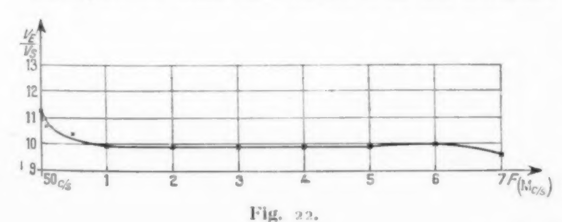


Fig. 22.

utilisés dans la grille, dont le facteur de division est 10.

Les diviseurs à résistance ont été systématiquement éliminés, d'une part en raison des difficultés qui proviennent de l'existence de capacités parasites, et d'autre part du fait que dans la mesure de la tension d'anode, les résistances auraient été soumises à la haute tension pendant la longue période qui sépare deux impulsions et auraient donc dû admettre une puissance très élevée.

L'oscillographe est un Ribet-Desjardin, type 203 B à deux faisceaux. L'attaque des plaques est toujours faite en direct, à haute impédance, les réflexions et oscillations des câbles, aussi courts que possible, étant évitées par leur adaptation, près des ponts, sur leur impédance caractéristique. Cette adaptation est faite dans le cas des ponts purement capacitifs où la capacité de tête est à vide et la capacité de pied du type industriel de valeur élevée, par introduction d'une résistance de 75 Ω en série; et dans le cas des ponts résonnants par la résistance de 75 Ω qui est dans le pied du pont.

2.3.3. Mesure du courant grille. — Si l'on revient encore une fois à la figure 20, on voit qu'il nous était possible de mesurer à chaque instant le potentiel de l'anode par rapport à la masse et le courant d'anode par la chute de tension aux bornes de la charge de 50 Ω et enfin la tension de grille au point G.

Pour obtenir une mesure du courant de grille, deux ponts identiques placés de part et d'autre d'une résistance R_g en série dans la grille donnent la différence de tension qui existe entre les points F et G. Il suffit pour lire cette différence de relier les sorties N et P, aux entrées d'une même paire de plaques de l'oscillographe.

Naturellement l'introduction d'une résistance en série dans la grille constitue une perturbation et pour essayer d'évaluer le courant de grille en l'absence de cette résistance, nous avons tracé la courbe de ce courant en fonction de la valeur attribuée à R_g. Dans nos expériences les valeurs choisies pour R_g sont les suivantes : 470, 330, 190 et 90 Ω et exceptionnellement 44,33 et 10 Ω, mais dans ce dernier cas les amplitudes étant faibles, la précision était médiocre.

Enfin un point important pour l'étude du fonctionnement du thyratron à hydrogène est la comparaison des instants relatifs des différents phénomènes.

Cette comparaison n'a pu être faite que parce que nous disposions d'un oscillographe à deux faisceaux et un balayage déclenché assez rapide permettant

d'obtenir avec une post-accélération de 15 kV un déplacement de 3 mm pour 0,01 μs. En réalité la sensibilité des deux canons n'est pas absolument identique et quoique la même tension de balayage leur fut appliquée, la coïncidence d'un même phénomène n'est pas conservée dans tout le champ du tube. Quand une grande précision était nécessaire, il a été tenu compte de ce fait et la coïncidence assurée dans la zone étudiée.

2.3.4. Relevé des courbes. — En raison de la complexité des phénomènes, il est nécessaire de relever les courbes dans leur totalité. Ce relevé peut être fait par photographie, ou par pointés visuels. Le procédé d'étude photogrammétrique oblige à toute une série de précautions et de vérifications et nous lui avons préféré le procédé visuel. Toutefois, la photographie des principaux phénomènes a été effectuée et nous en donnerons des exemples plus loin. Les relevés visuels sont facilités par la présence devant l'écran du tube de réglettes verticales et horizontales qui malheureusement peuvent entraîner quelquefois à des erreurs de parallaxe.

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.

3.1. Ordre des relevés.

La décharge dans un thyratron à hydrogène du type blindé se fait en plusieurs étapes et nous avons suivi à peu de chose près la chronologie des phénomènes pour leur présentation.

3.2. Impulsion sur la grille : cathode froide.

Si l'on mesure en l'absence de R_g, la tension au point G quand la cathode est froide, on obtient la courbe de la figure 23.

On remarque qu'au-delà de 2,5 μs, l'impulsion traîne, ce qui est dû au fait qu'en l'absence de décharge du thyratron en étude, le déclencheur débite sur une résistance égale à deux fois l'impédance caractéristique de sa ligne LR_1 (*voir* Ire partie, § 3.3.2).

Une impulsion rectangulaire ne démarre jamais brusquement, et il y a toujours une partie dont la forme est difficile à définir; aussi, pour que l'instant zéro de tous les phénomènes soit déterminé sans

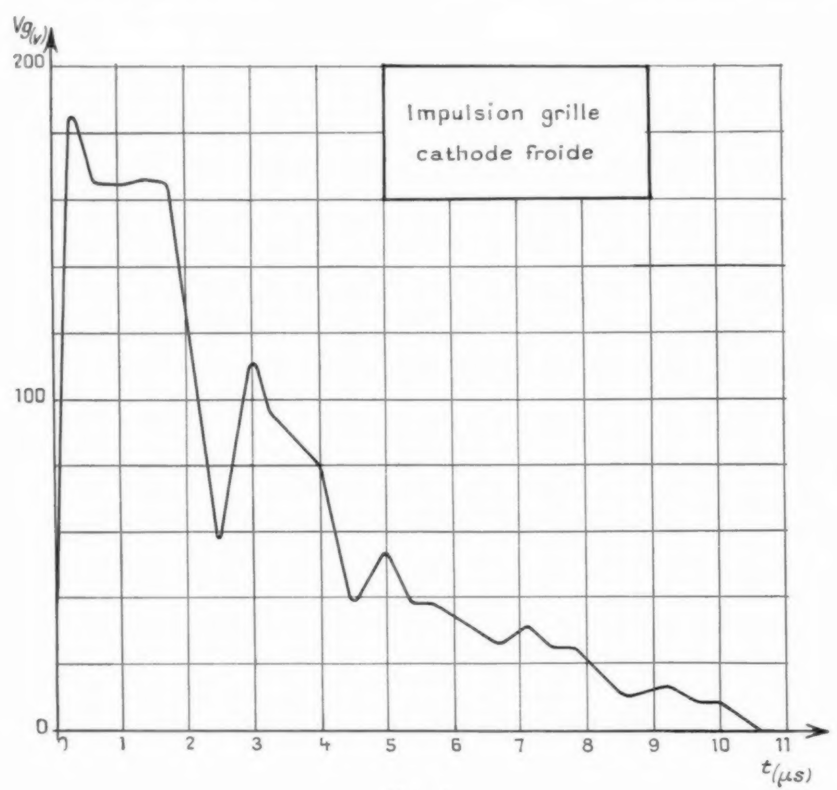


Fig. 23.

ambiguïté, nous avons fait la convention de considérer comme instant initial, celui du passage de la tension grille par la valeur de 25 V. Cette convention est d'autant plus légitime que, si l'on se reporte à la courbe de la figure 17, on voit que la décharge dans l'espace cathode-grille ne démarre que vers 20 V.

3.3. Impulsion sur la grille : cathode chaude.

3.3.1. Tension grille. — Si l'on maintient l'anode au potentiel de la cathode et que l'on étudie la décharge dans l'espace cathode-grille, on trouve que la tension grille est représentée par la courbe de la figure 24, qui est celle pour laquelle on a $R_g = 0$. La courbe en trait interrompu représente l'impulsion sur la grille le tube éteint, comme sur la figure 23, et la courbe en trait continu la tension au point G.

On distingue une période transitoire de durée environ 0,6 μs, puis un état stationnaire où la chute de tension dans le tube est de l'ordre de 30 V.

Cette courbe où les abscisses sont dilatées, permet de bien voir le début du phénomène; elle est complétée par la courbe de la figure 25 qui avec une échelle des temps plus petite permet de voir le phénomène dans son entier.

3.3.2. Courant grille. — Pour atteindre le courant grille, nous avons introduit la résistance R_g et mesuré, comme il a été dit, la différence de tension $V_F - V_G$ tout en maintenant V_G à la même valeur crête pendant la décharge.

Nous avons utilisé pour R_g les valeurs sui-

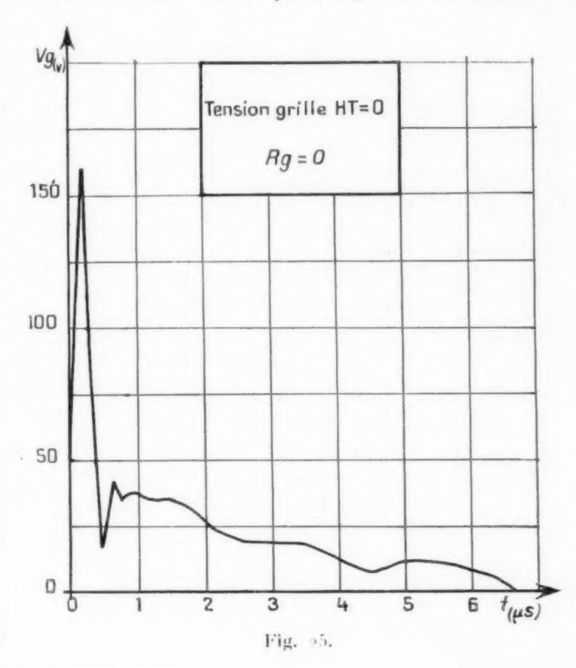


Fig. 25.

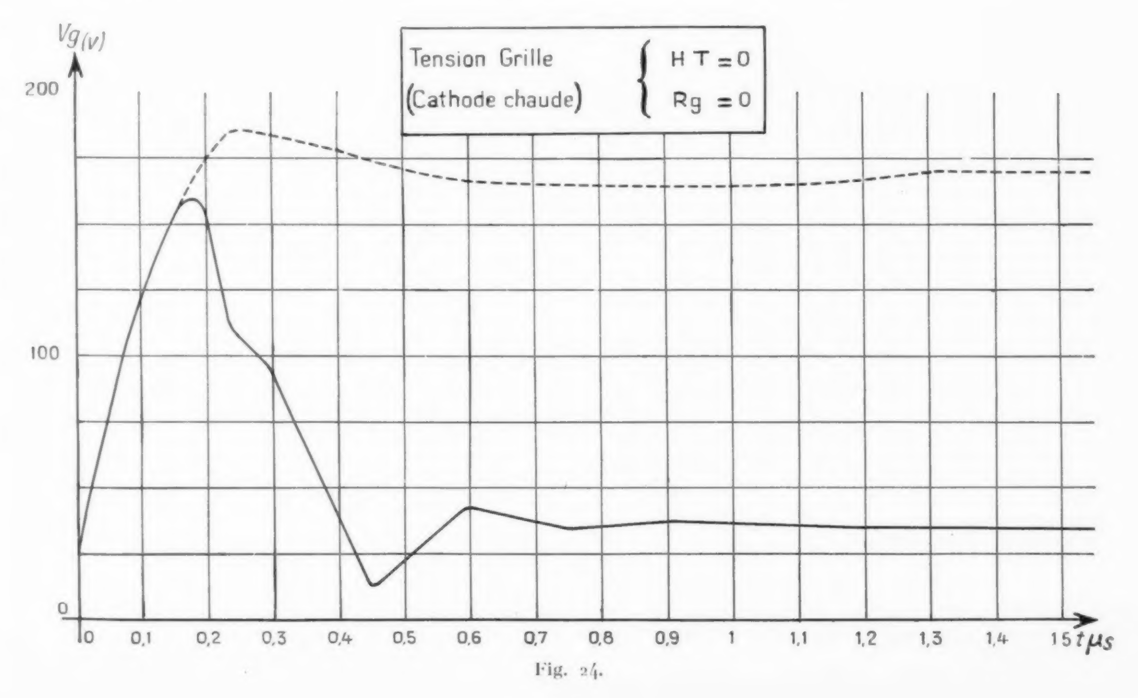


Fig. 24.

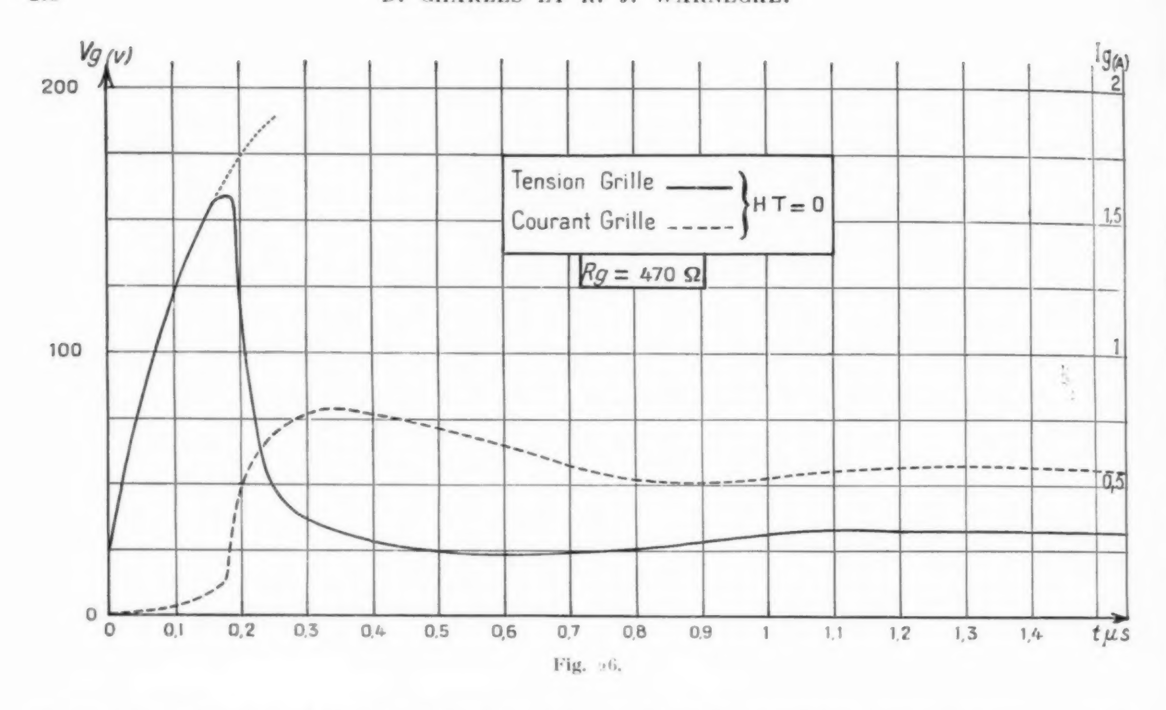


Fig. 26.

vantes : 470, 330, 190 et 90 Ω. Dans tous les cas nous avons trouvé $V_F > V_G$, c'est-à-dire que la grille reçoit des électrons.

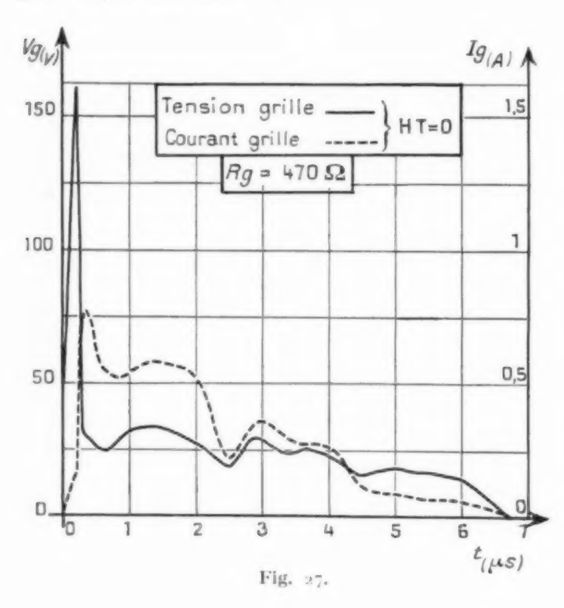


Fig. 27.

Comme précédemment, deux courbes illustrent les résultats pour chaque valeur de R_g : l'une relative au début du phénomène, l'autre relative au phénomène tout entier. (On remarque encore, après 2,5 μs la traînée due au fait que le déclencheur débite sur une charge légèrement supérieure à l'impédance caractéristique de sa ligne.)

On a ainsi les courbes des figures 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32 et 33.

On constate sur ces courbes que pendant la décharge la chute interne reste de l'ordre de 28 V, le courant correspondant étant d'autant plus grand que R_g est plus petit.

Si l'on trace alors la courbe du courant grille en fonction de R_g (*fig.* 34) et que l'on extrapole pour $R_g = 0$, on trouve un courant de l'ordre de 4 A.

Ainsi la décharge dans l'espace cathode-grille correspond dans le régime permanent et pour l'impulsion choisie à un arc ayant une chute interne de l'ordre de 30 V et un courant de l'ordre de 4 A. La puissance correspondante de 120 W est à rapprocher des puissances très faibles exigées dans la commande par grille négative dans les thyratrons « ordinaires ».

3.4. **Tension et courant d'anode.**

3.4.1. Début du phénomène. — 3.4.1.1. *Courant et tension.* — La ligne à retard LR_2 est chargée à 7 500 V et le reste un certain temps jusqu'à ce que

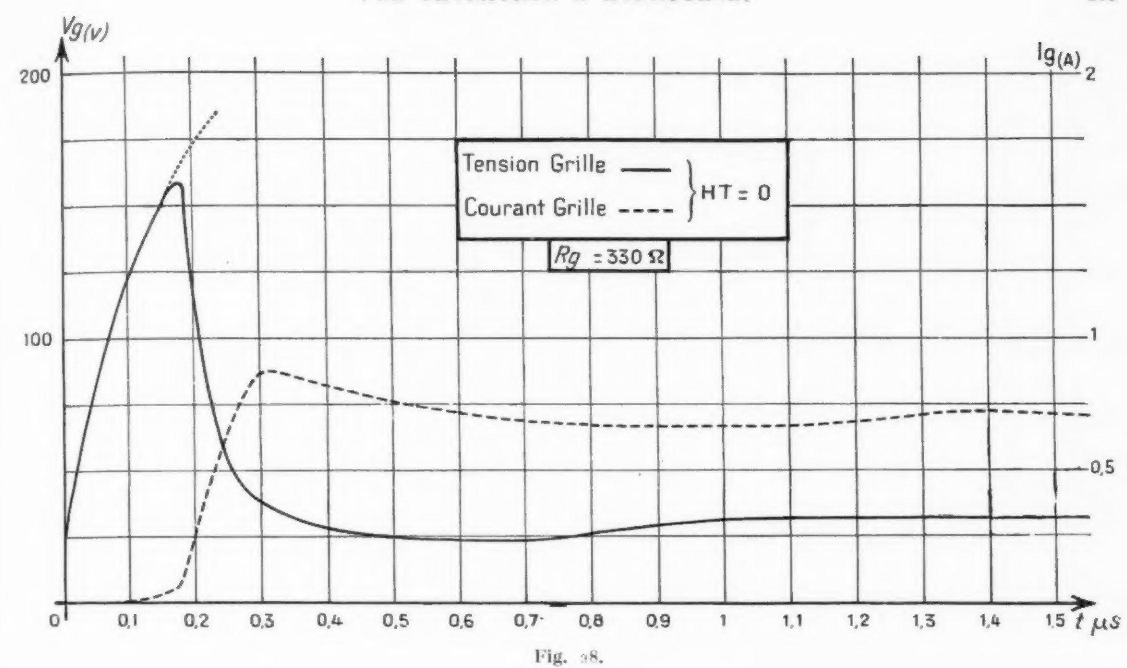


Fig. 28.

l'établissement de l'arc dans l'espace cathode-grille provoque la décharge dans tout le tube. A ce moment la tension de l'anode décroît brusquement alors que le courant total se met lui à croître rapidement. L'un et l'autre se stabilisent à des valeurs sensiblement constantes quand l'état stationnaire est atteint et cela pendant la durée de la décharge de la ligne LR_2.

C'est ce qui est représenté sur la figure 35. L'échelle des temps est toujours celle dont le zéro correspond au passage de la tension grille par la valeur 25 V. (La comparaison dans le temps de l'impulsion grille et de l'impulsion plaque a été faite soigneusement grâce à l'oscillographe à deux faisceaux et compte tenu des corrections déjà citées.)

On lit sur la figure 35, qui correspond au cas où aucune résistance n'est insérée dans la grille et où la charge est sensiblement égale à l'impédance caractéristique de la ligne, que l'impulsion en tension correspond à un front raide de pente 250 kV.μs^{-1} et l'impulsion en courant à un front raide de pente 250 A.μs^{-1}. L'impulsion dure 1,2 μs et pendant cette durée la chute interne du tube est de l'ordre de 90 V et le courant de l'ordre de 58 A.

3.4.1.2. *Puissances en jeu.* — A partir des valeurs de la tension et du courant, en effectuant le produit, on peut obtenir la puissance dissipée dans le tube à chaque instant. C'est la courbe de la figure 36.

On remarque qu'une pointe de puissance atteignant 100 kW apparaît au moment de l'établissement de la décharge, d'une durée totale de l'ordre de 0,1 μs.

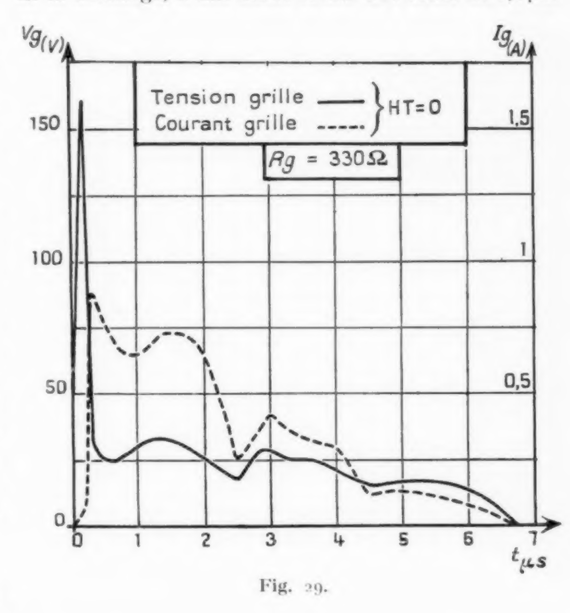


Fig. 29.

Ensuite la puissance reste sensiblement constante et de l'ordre de 5 kW pour la durée de l'impulsion.

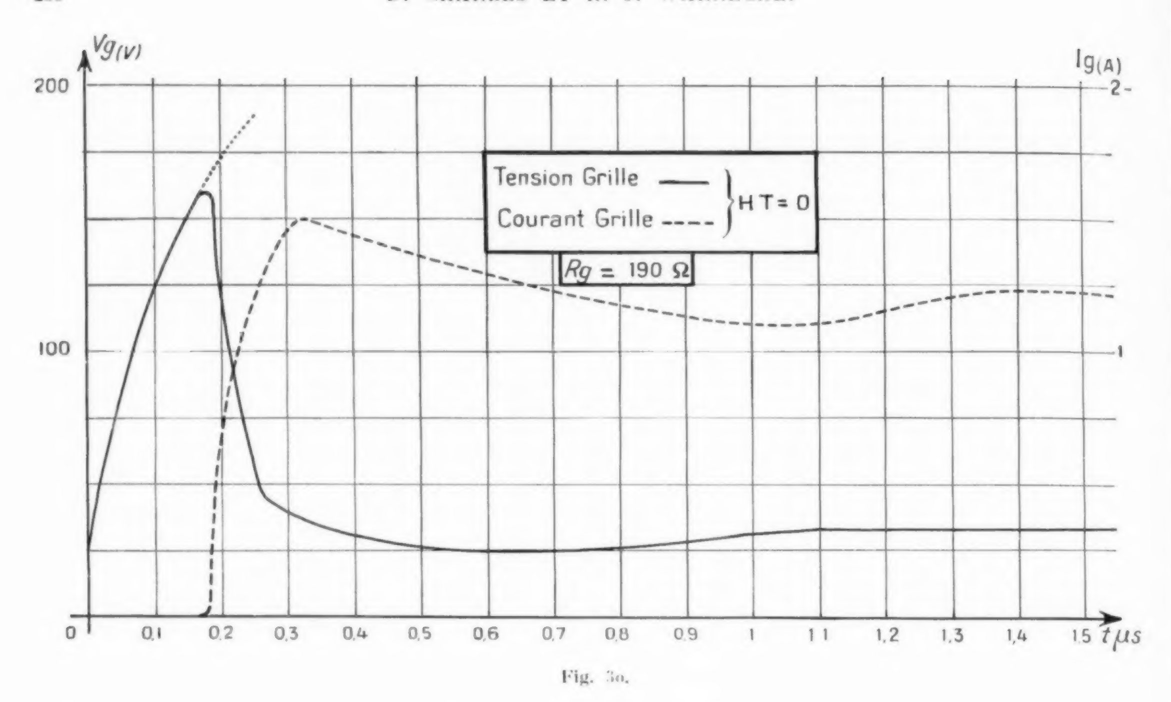


Fig. 30.

Si l'on évalue l'énergie correspondant à cette « pointe », on trouve $2,1 \cdot 10^{-3}$ J et pour toute l'impulsion $8,3 \cdot 10^{-3}$ J, c'est-à-dire qu'à la pointe initiale correspond environ le quart de l'énergie dissipée

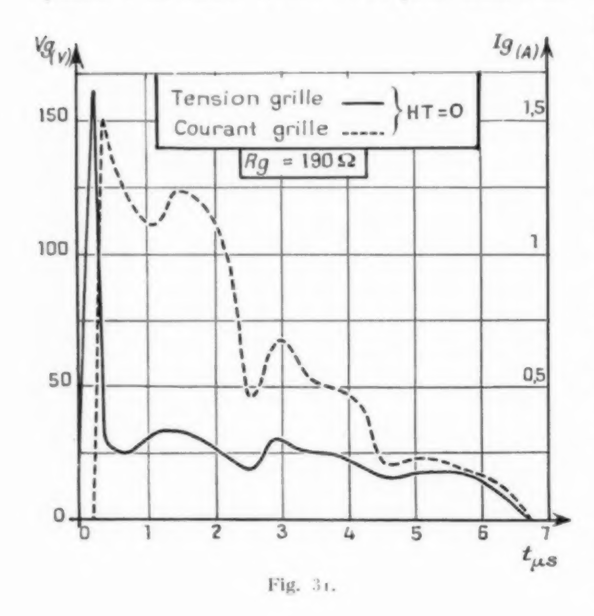


Fig. 31.

pendant une impulsion. C'est elle qui doit donc avoir le rôle le plus important dans les possibilités de dissipation du tube, et son importance dépend essentiellement de la raideur des fronts des impulsions de tension et de courant.

Ainsi pour des impulsions pas trop longues, ne dépassant pas 2 à 3 μs, la dissipation du tube ne dépendra, pour des fronts raides bien définis, que du produit de la tension par le courant et par la fréquence de répétition, et c'est la valeur maximum de ce produit qui est généralement donnée dans les catalogues. En effet, l'énergie dissipée l'est principalement dans la pointe et cette partie est indépendante de la durée de l'impulsion.

On lit aussi sur la courbe de la figure 36 que la puissance dissipée dans le tube pendant le régime stationnaire est de l'ordre de 5 kW. Par ailleurs, on calcule que la puissance dissipée dans l'utilisation ($R = 50\ \Omega$) est d'environ 168 kW.

La fréquence de répétition étant de 1000 dans notre cas particulier et la durée de l'impulsion 1,2 μs, les puissances moyennes sont alors de 6,3 W dissipés dans le tube et 202 W dissipés dans l'utilisation ce qui correspond à un rendement de 97 %. Cette valeur élevée montre bien l'intérêt du thyratron comme organe interrupteur dans les modulateurs.

3.4.1.3. *Précision des mesures.* — L'impulsion

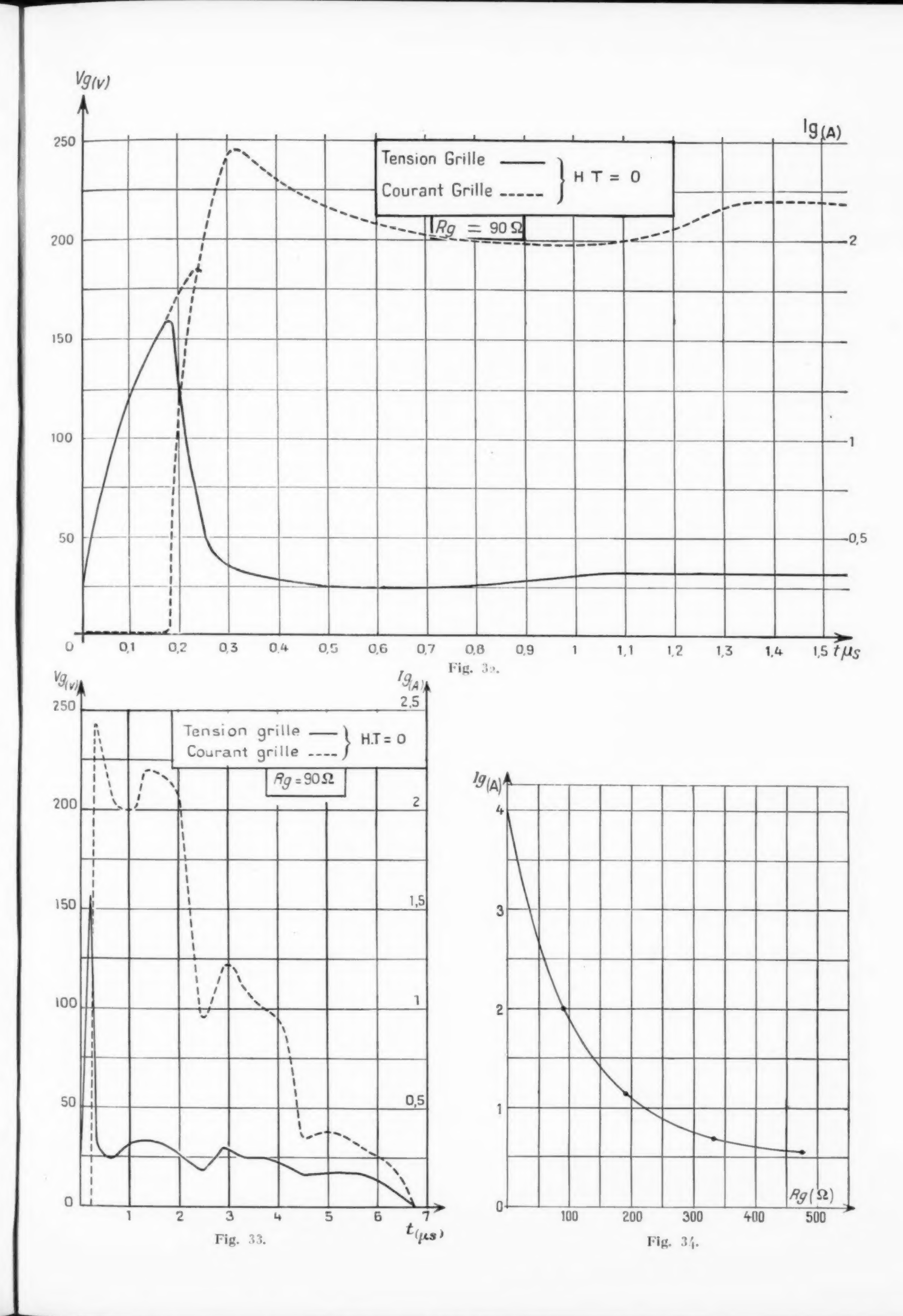
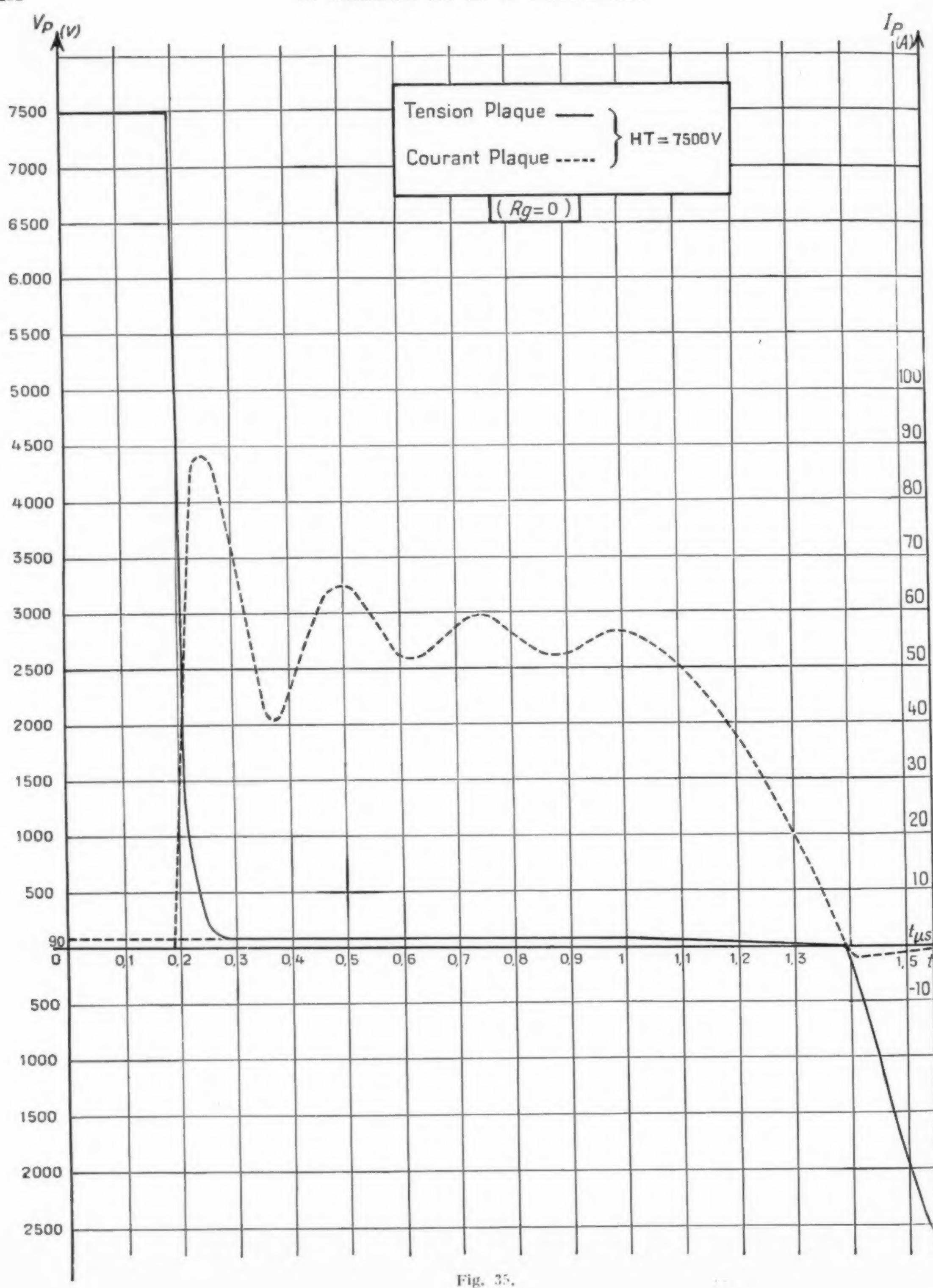


Fig. 32.

Fig. 33.

Fig. 34.



Vp (V)
Ip (A)
Tension Plaque ——
Courant Plaque -----
HT = 7500V
(Rg = 0)
7500
7000
6500
6.000
5500
5000
4500
4000
3500
3000
2500
2000
1500
1000
500
90
0
500
1000
1500
2000
2500
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
0,9
1
1,1
1,2
1,3
1,5
t
tμs
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
-10

Fig. 35.

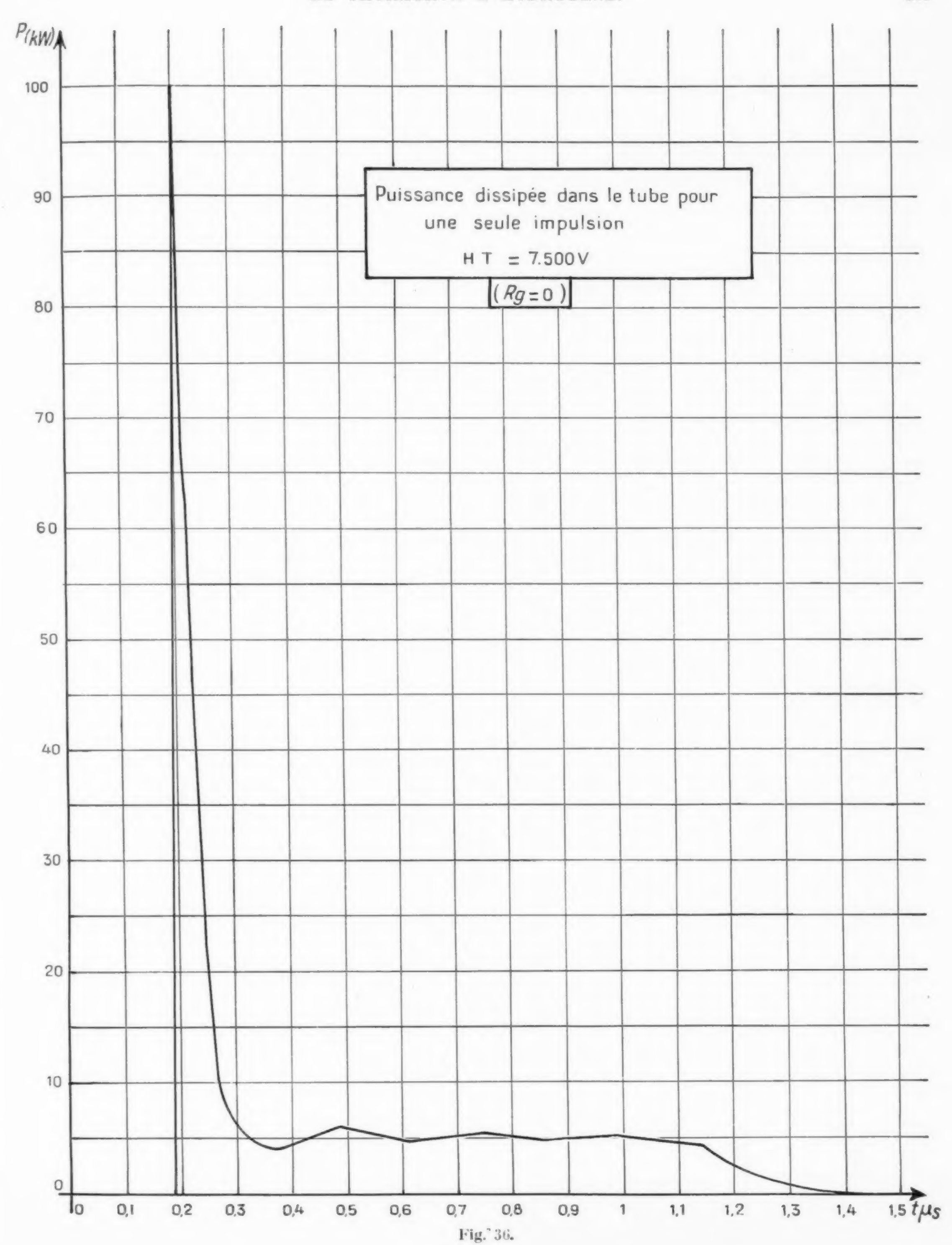

P(kW)
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
Puissance dissipée dans le tube pour
une seule impulsion
H T = 7.500V
(Rg = 0)
0
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
0,9
1
1,1
1,2
1,3
1,4
1,5
tμs

Fig. 36.

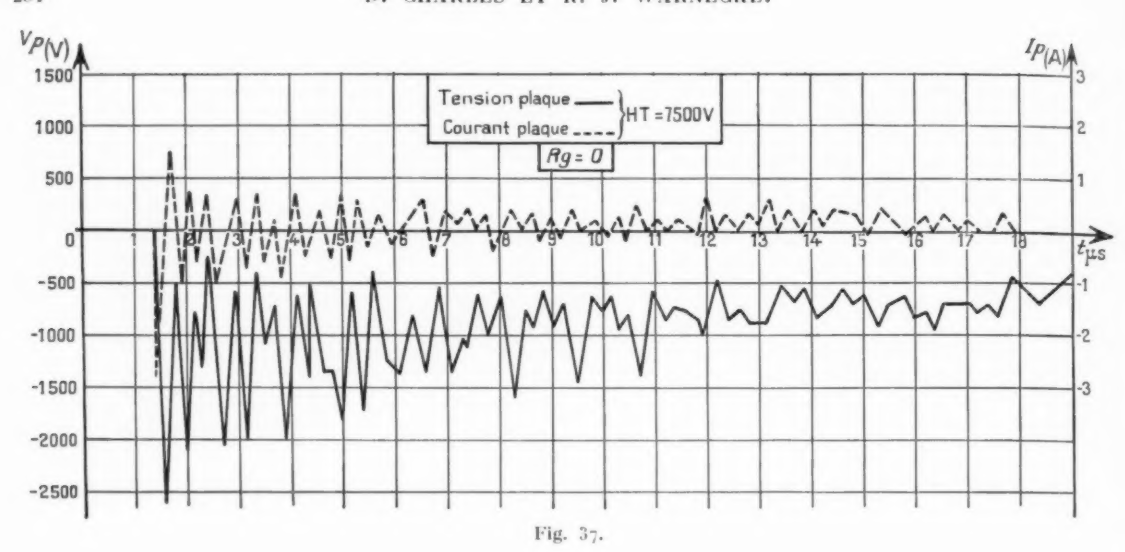


Fig. 37.

de tension est étudiée sur l'un des faisceaux de l'oscillographe à deux canons et l'impulsion de courant sur l'autre. Le calage dans le temps des deux phénomènes doit être fait avec beaucoup de soin, en raison de la rapidité des montées. C'est ainsi qu'une erreur de calage dans le temps de 15 mμs du courant sur la tension conduit pour une tension de charge de la ligne de 4 kV à une évaluation de la puissance correspondant à la pointe de 11,7 kW alors qu'un calage correct conduit à 21,5 kW.

3.4.2. PHÉNOMÈNES APRÈS LA FIN DE L'IMPULSION. — 3.4.2.1. *Courant et tension.* — Après le passage de l'impulsion, il subsiste des phénomènes intéressants à l'intérieur du thyratron.

La figure 37 donne la tension d'anode et le courant dans la charge depuis la fin de l'impulsion jusqu'à la vingtième microseconde. On constate d'abord que pendant toute cette durée, l'anode garde un potentiel négatif par rapport à la cathode et présente des variations de potentiel assez importantes. L'amplitude de la tension inverse la plus grande dépasse légèrement 2 500 V, puis les amplitudes des maxima décroissent. Quant au courant, il devient d'abord négatif, indice que l'anode récolte des ions, puis redevient positif et oscille du négatif au positif pendant un certain temps, de l'ordre de 12 μs, pour osciller ensuite en restant tout le temps positif, les amplitudes des crêtes allant en diminuant.

Ceci montre qu'après l'impulsion, le thyratron n'est pas unidirectionnel du moins pendant un certain temps, de l'ordre d'au plus 20 μs. Si l'on porte les logarithmes des amplitudes des crêtes négatives des oscillations de tension en fonction du temps, on obtient la courbe de la figure 38, qui est une droite, ce qui montre que les oscillations s'éteignent suivant une loi exponentielle

$$V = V_0 . 10^{-\frac{t}{16}}, \tag{51}$$

avec t en microsecondes.

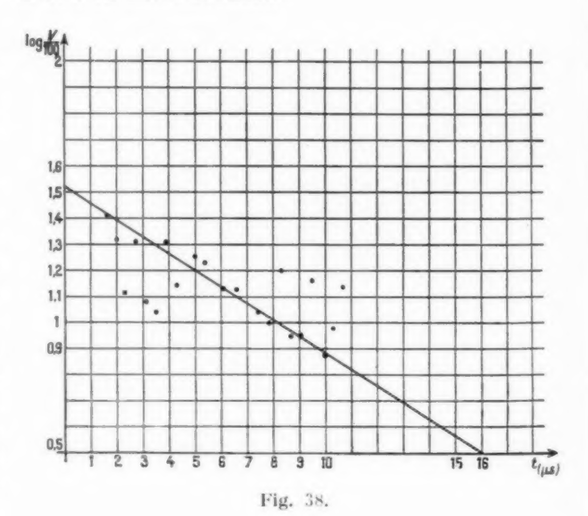


Fig. 38.

3.4.2.2. *Puissances en jeu.* — A partir des données de la figure 37, on peut tracer la courbe des produits *VI*, c'est-à-dire des puissances dissipées pendant la période qui suit la fin de l'impulsion.

C'est ce qui est fait sur la figure 39. On a vu que la tension anode restant négative, le courant pouvait être négatif correspondant à des ions arrivant sur l'anode, ou positif correspondant à des électrons arrivant sur l'anode. Si l'on fait le produit VI il est donc tantôt positif, tantôt négatif. Quand le produit est positif il correspond à une puissance effectivement dissipée dans le tube, mais quand il est négatif il correspond à une énergie fournie par le tube. Cet état de chose ne peut s'expliquer que par des oscillations de plasma; nous y reviendrons plus loin.

Si l'on s'attache à la première crête positive, elle correspond à une puissance de 2,8 kW, valeur très importante pour une arrivée d'ions particulièrement destructeurs.

Si l'on rapproche ce chiffre de ceux obtenus au paragraphe 3.4.1.2, on voit que la puissance correspondant à la première crête inverse est supérieure à la moitié de la puissance dissipée dans le tube pendant l'impulsion et que cette crête dure 0,25 µs, c'est-à-dire le cinquième de la durée totale de l'impulsion.

Comme l'a fait remarquer, Martin [46], ces phénomènes sont certainement de grande importance dans l'étude de la répartition des pertes dans le tube et pour la conception des tubes de très grande puissance.

3.5. **Phénomènes de grille pendant la conduction.**

3.5.1. Tension grille. — Le potentiel de la grille mesuré en G (voir *fig.* 20), pour $R_g = 0$ a déjà été donné dans le cas où l'anode est reliée à la cathode. Si l'anode est à 7,5 kV, et que la décharge a lieu, le potentiel de la grille prend une allure tout

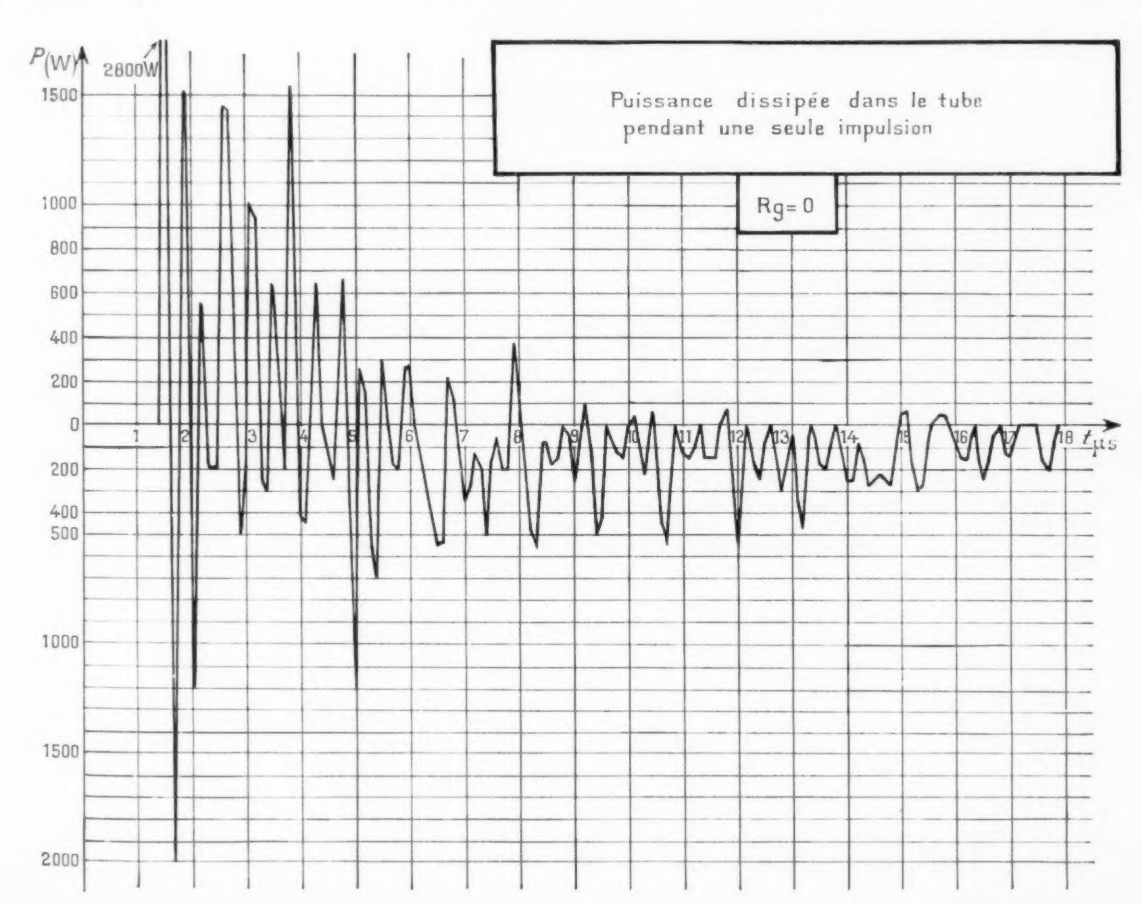


Fig. 39.

à fait particulière qui est donnée sur la figure 40. Sur cette figure est représentée en pointillé la tension grille quand la haute tension est nulle et en trait plein, la tension grille pour la décharge avec une tension d'anode au départ de 7,5 kV. Le fait le plus saillant est que la grille devient fortement positive, jusqu'à 1200 V, puis redescend à une valeur constante de l'ordre de 75 à 80 V.

En outre on constate que l'instant de départ de cette montée brusque coïncide très exactement avec l'instant de croissance du courant anodique. Enfin la tension grille devient nulle au bout de 1,4 μs et le reste ensuite.

Il est particulièrement important pour la compréhension du mécanisme de la décharge de savoir quelles sont à chaque instant les valeurs relatives de la tension de grille et de la tension d'anode, et c'est pourquoi on a tracé les courbes de la figure 41. On constate qu'à l'instant 0,21 μs la grille et l'anode sont au même potentiel (1200 V), qu'avant cet instant la grille est à un potentiel beaucoup plus faible et qu'après cet instant et jusqu'à l'instant 0,26 μs environ, la grille est à un potentiel de beaucoup supérieur à celui de l'anode. Quand on atteint le régime permanent la tension d'anode est de l'ordre de 90 V et celle de la grille de l'ordre de 80 V, c'est-à-dire deux valeurs très voisines.

3.5.2. Courant grille. — 3.5.2.1. *Courant grille pour $R_g \neq 0$.* — Comme précédemment nous

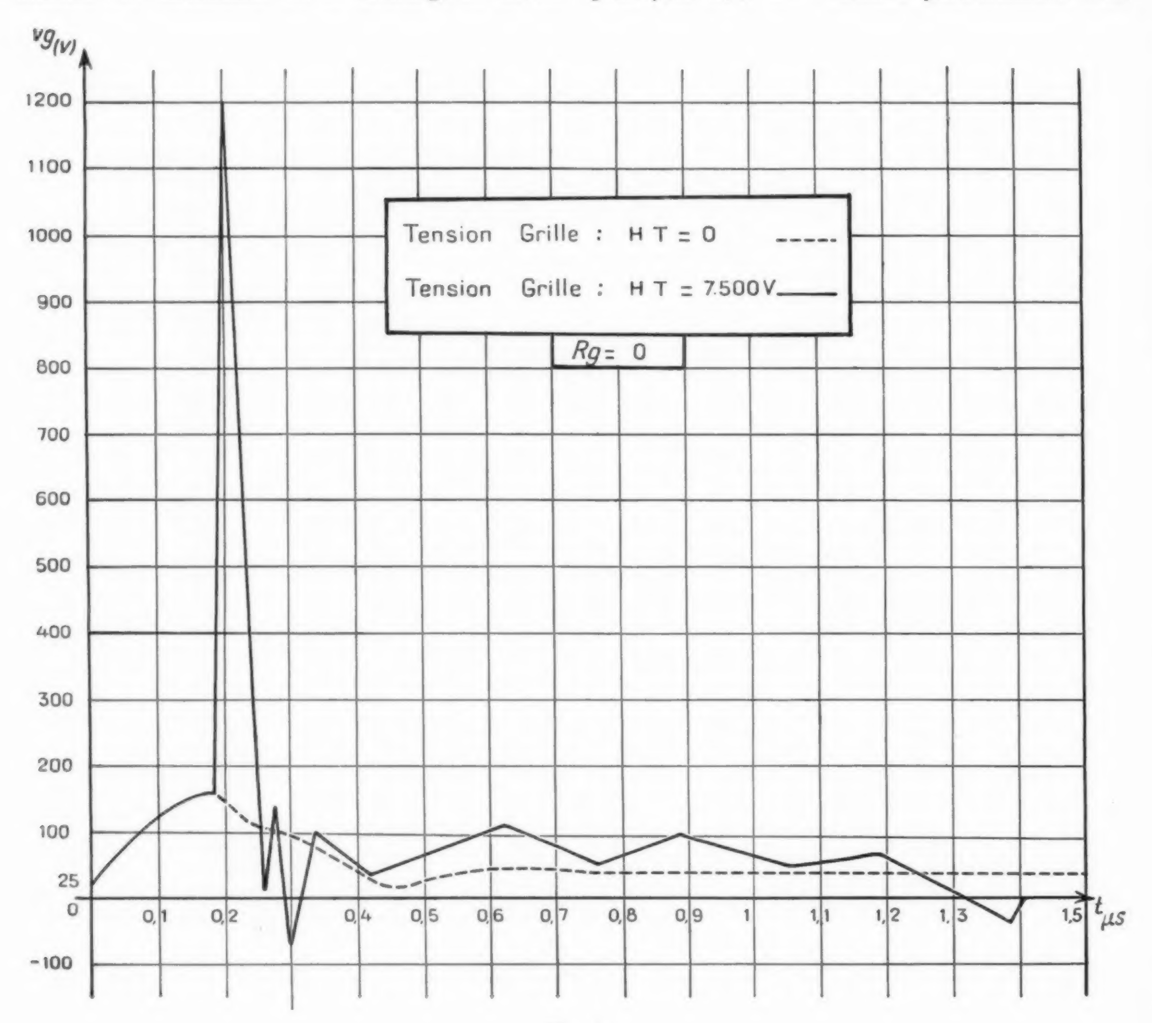


Fig. 40.

avons étudié le courant grille à l'aide de R_g, et par variation de R_g et extrapolation nous en avons déduit la valeur du courant grille pour $R_g = 0$.

Les courbes sont données pour les valeurs suivantes de R_g : 470, 330, 190 et 90 Ω. Pour chacune de ces valeurs, deux courbes sont données; l'une pour la durée de l'impulsion d'anode, l'autre pour tous les phénomènes qui suivent cette durée (*fig.* 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48 et 49).

On retrouve sur toutes ces courbes la crête de

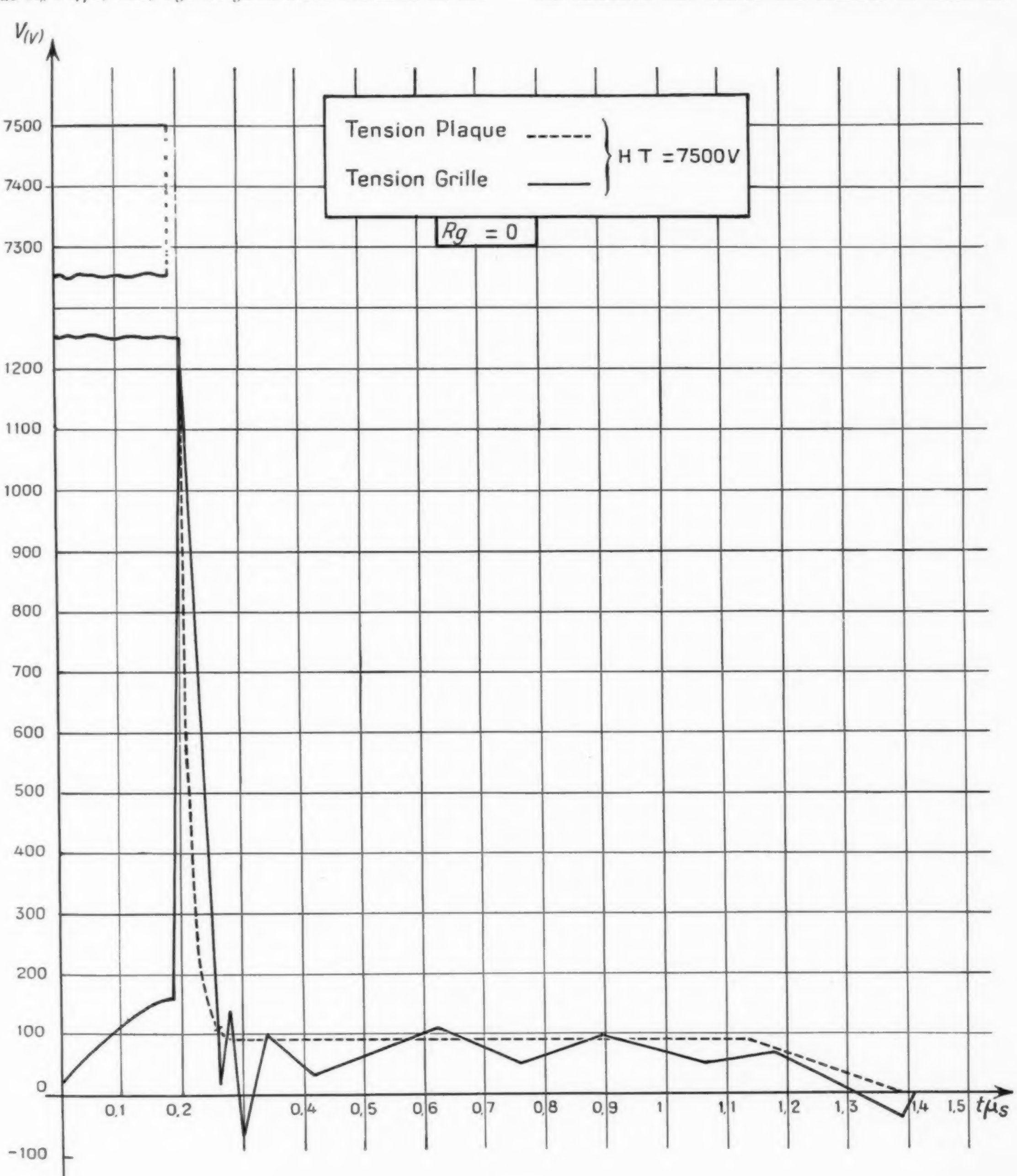


Fig. 41.

tension positive dont l'amplitude 1200 V est indépendante de la valeur de R_g, et une crête de courant négatif (c'est-à-dire correspondant à un courant d'ions reçus par la grille) dont l'amplitude croît quand R_g diminue.

Cette crête qui dure 0,06 μs jusqu'à l'instant 0,26 μs est suivie d'un palier, lequel correspond à un courant positif, c'est-à-dire à des électrons qui arrivent sur la grille. Ce courant persiste même après que la grille voit son potentiel devenir égal à celui de la cathode et celà jusqu'à l'instant 6,8 μs, quelle que soit la valeur de R_g.

3.5.2.2. *Courant grille pour* $R_g = 0$. — Des courbes précédentes, on peut déduire par extrapolation la valeur du courant grille pour $R_g = 0$. Sur la figure 50, on a porté en fonction R_g la valeur du courant de crête négatif et l'on trouve que pour $R_g = 0$ ce courant doit être de l'ordre de 40 A, ce qui correspond à une puissance crête de 48 kW. Sur la

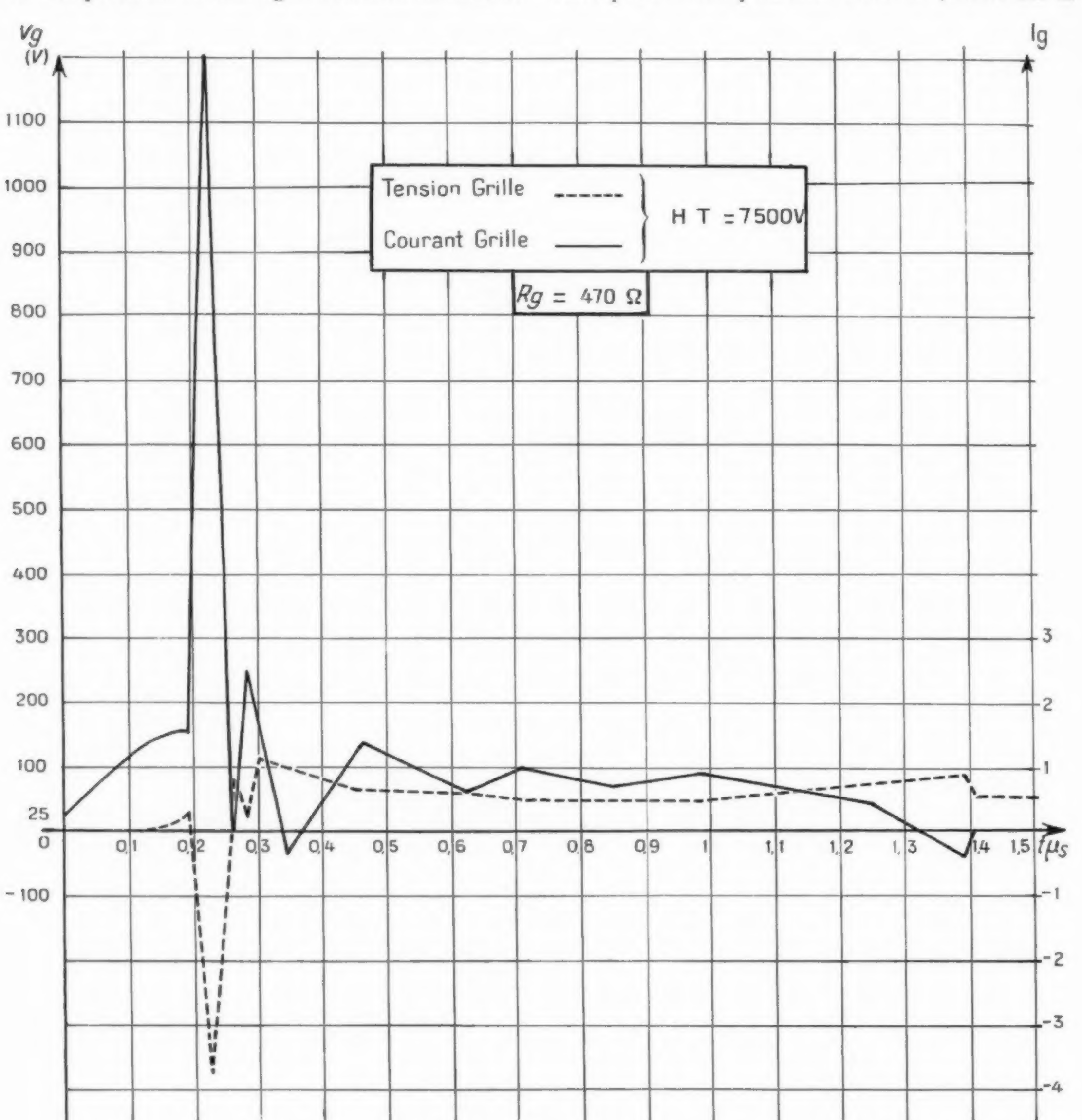


Fig. 42.

figure 51, on a porté en fonction de R_g le courant « positif » qui correspond au régime stationnaire de la décharge et l'on trouve que pour $R_g = 0$ il doit être de 15 à 20 A pour une tension de grille de l'ordre de 80 V ce qui donne une puissance de 1,6 kW.

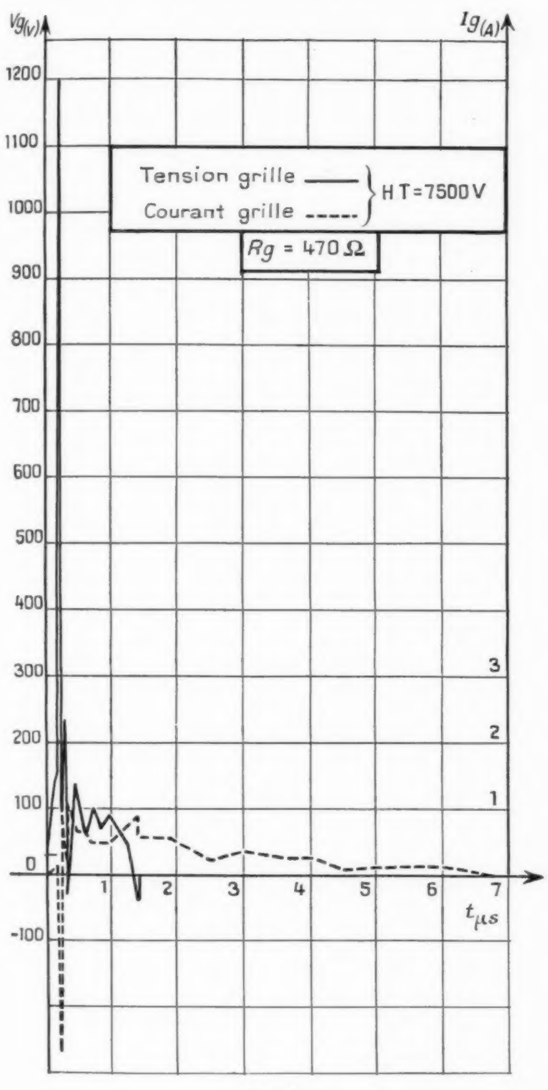


Fig. 43.

3.6. Temps de retard, temps de commutation, temps de jitter.

3.6.1. Temps de retard. — On a vu que la décharge dans l'espace cathode-grille commence quand la grille atteint environ 20 V et peut être considérée comme ayant atteint son régime stationnaire au bout de 0,3 μs (*fig.* 32).

Le début de la conduction totale du tube, c'est-à-dire l'instant où commence à apparaître le courant d'anode a lieu un moment après le passage de la tension grille par la valeur 25 V. Comme par ailleurs le démarrage du courant anodique coïncide très exactement avec le début de la montée rapide de la tension de grille, nous nous servons de celui-ci pour évaluer le temps de retard t_r qui est ainsi défini comme le montre la figure 52.

Ce temps de retard dépend à la fois de la tension sous laquelle est chargée la ligne LR_2 et de la valeur de la résistance placée en série dans la grille. C'est ce qu'expriment les courbes de la figure 53.

t_r est d'autant plus grand que la résistance en série dans la grille est plus grande et d'autant plus petit que la tension de charge de la ligne est plus élevée. Pour 7,5 kV et pour $R_g = 0$, t_r est de l'ordre de 0,185 μs.

La mesure du temps de retard, comme celle du temps de commutation est rendue délicate par la présence du jitter, lequel correspond justement à une imprécision sur l'instant de démarrage de la décharge totale. On obtient quand même des valeurs significatives soit en prenant un balayage pas trop rapide et en pointant le centre de la trace épaisse, soit comme nous l'avons fait, en remarquant que pour la durée de rémanence de l'écran, on n'a pas assez d'impulsions au cours de l'observation pour que, si les chances étaient égales, on ait une distribution uniforme de l'intensité; de telle sorte qu'il apparaît toujours une trace plus intense que les autres sur laquelle on fait les mesures.

3.6.2. Temps de commutation. — C'est le temps nécessaire pour que l'anode passe de la tension de charge de la ligne à la tension qui correspond à la chute interne du tube.

Ce temps varie peu avec la tension de charge de la ligne comme le montre la figure 54 où il est de l'ordre de 0,02 μs pour 7,5 kV.

L'allure de la courbe de la figure 54 semble indiquer que ce temps est plus caractéristique des propriétés de la ligne qui forme les impulsions que du tube lui-même. Des expériences complémentaires seraient nécessaires pour préciser ce point.

3.6.3. Temps de jitter. — Pour des impulsions grilles revenant périodiquement, les impulsions de courant d'anode dans la conduction ne reviennent pas rigoureusement avec la même périodicité. Par suite, on obtient sur l'oscillographe un « flou » dont on mesure l'importance en microsecondes à la moitié de l'amplitude de l'impulsion.

Cette mesure suppose naturellement que le déclencheur est dépourvu de jitter ainsi que le déclenchement du balayage de l'oscillographe. Dans notre étude, nous avons d'abord vérifié que cette deuxième condition était bien satisfaite, mais nous avons constaté que l'impulsion de déclenchement avait un jitter de 0,02 μs.

Dans ces conditions, la mesure du jitter sur l'impulsion du courant anodique nous a donné aussi une valeur de 0,02 μs. Par suite on peut seulement conclure que le jitter introduit par le tube T. G. 200 ne dépasse certainement pas 0,04 μs pour une tension de charge de la ligne de 7,5 kV (dans les mesures de jitter, comme dans toutes les mesures, la cathode était chauffée en courant continu).

3.7. Relevés photographiques.

3.7.1. Dispositif expérimental. — La figure 55 est une photographie de l'ensemble du matériel

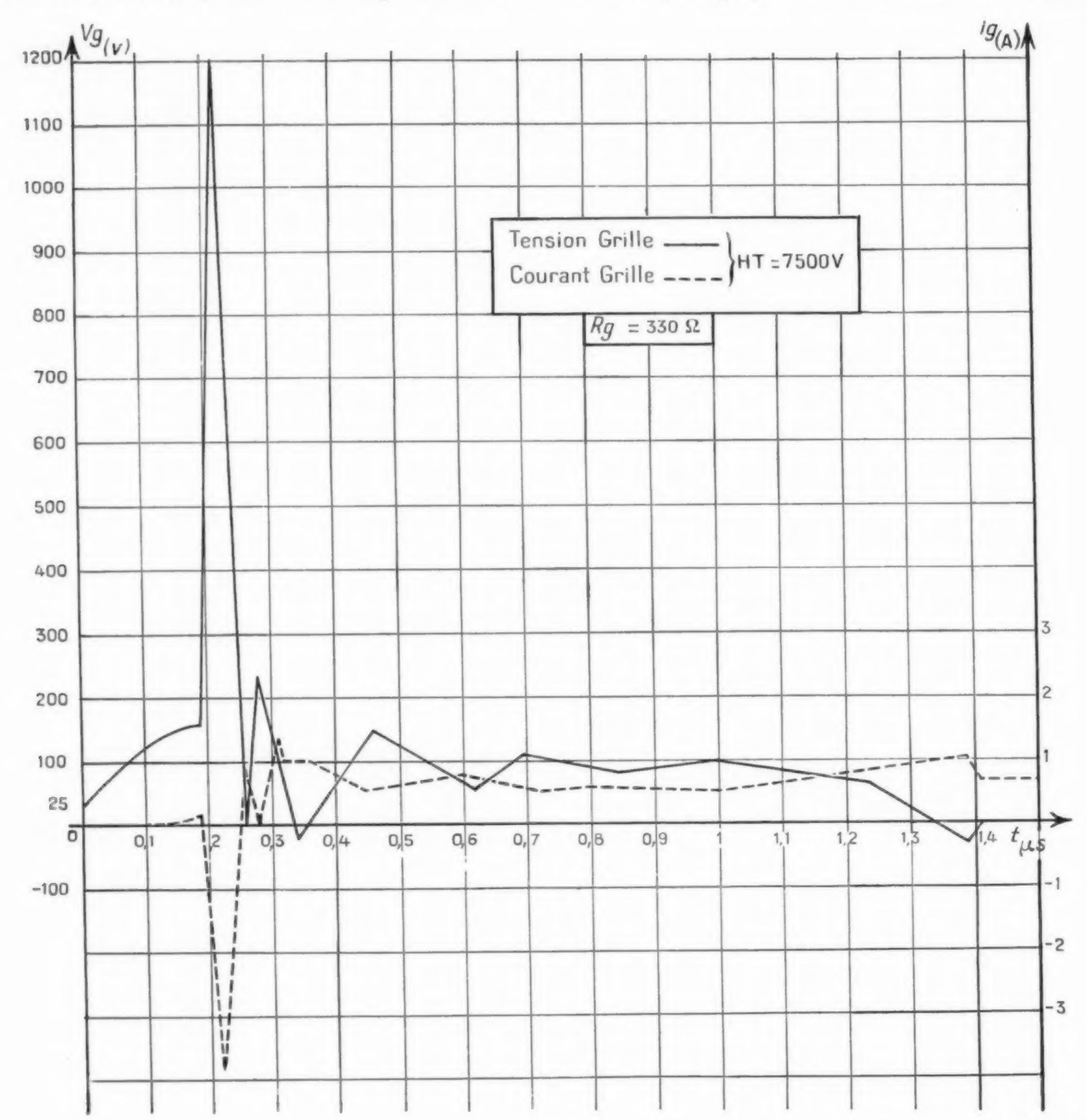


Fig. 44.

ayant servi aux expériences de la deuxième partie. On voit à gauche la baie comportant le trigger à lampes à vide et le déclencheur à T. G. 200. Au milieu, est la baie du T. G. 200 en étude avec l'alimentation, la ligne à retard et au pied du tube tous les diviseurs ramenés sur un même point de masse. A droite, l'oscillographe à deux faisceaux Ribet-Desjardin type 203 B.

3.7.2. PHOTOGRAPHIE DES IMPULSIONS. — Si pour les mesures on a préféré le relevé visuel, il a paru bon de faire quelques photographies et d'en donner des exemples sur les figures 56 et 57.

La figure 56 concerne le début des phénomènes, c'est-à-dire un temps de l'ordre de 1,6 μs (marquage au dixième de microseconde) et la figure 57 la suite du phénomène après la fin de l'impulsion pendant 20 μs (marquage à la microseconde).

Sur la figure 56, on trouve numéroté de 1 à 7 les courbes correspondant aux cas suivants :

1. Impulsion de tension grille : cathode froide.

2. Impulsion de tension grille : cathode chaude, anode au potentiel de la cathode.

3. Forme de la tension grille quand la ligne est chargée à 7,5 kV.

4. Même courbe, mais avec un rapport du diviseur plus grand pour montrer toute la crête de tension.

5. Impulsion de la tension d'anode.

6. Impulsion du courant d'anode.

7. Courant de grille avec une résistance en série de 90 Ω.

Les courbes sont placées les unes sous les autres de telle sorte que l'instant pris pour origine des temps soit sur une même droite verticale pour toutes les photographies.

Sur la figure 57, on trouve les graphiques similaires numérotés de 8 à 14 pour les vingt premières microsecondes.

4. MÉCANISME DE FONCTIONNEMENT.

4.1. Modèle simplifié.

La présence des écrans ou baffles à l'intérieur du thyratron à hydrogène, conduit à introduire dans le modèle simplifié un circuit brisé entre l'espace cathode-grille et l'espace grille-anode. Nous adopterons donc le schéma de la figure 58.

Il est bien évident si l'on compare le schéma de cette figure à celui de la figure 8a, que les théories de Wheatcroft [14] et de Mullin [15] ne sont plus valables et que la théorie doit tenir compte de

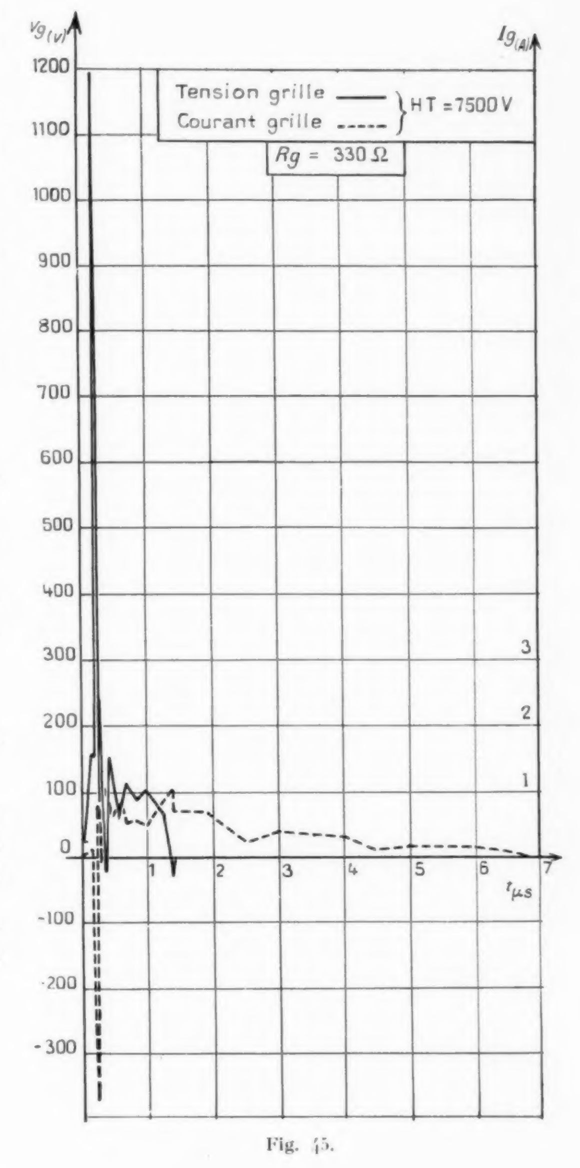


Fig. 45.

l'existence du chemin détourné qui conduit d'un espace à l'autre.

Remarquons que pour la pression habituelle de l'hydrogène de 0,5 tor le libre parcours moyen d'un

électron donné par la théorie cinétique des gaz est de l'ordre de 1 mm.

4.2. **Amorçage de la conduction totale en statique.**

Outre l'étude du comportement de l'espace cathode-grille en statique (*fig.* 17), nous avons examiné les conditions d'apparition de la conduction totale en fixant la tension de la grille à 20 V, d'où un courant de grille (électronique) de 0,5 A, et en traçant la courbe du courant d'anode en fonction de la tension d'anode (*fig.* 59).

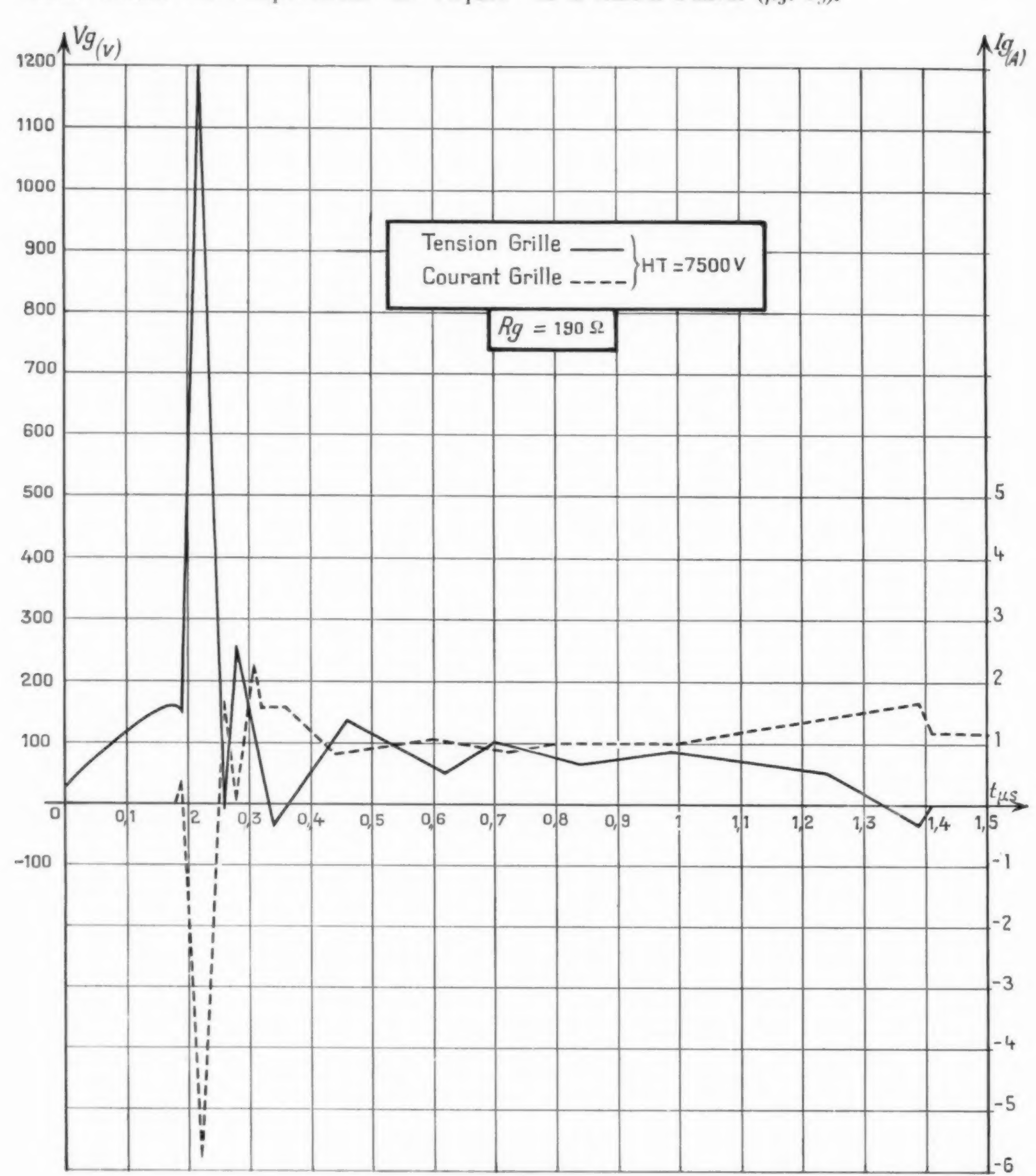


Fig. 46.

Dans cette mesure, la décharge dans l'espace cathode-grille est établie et le courant d'anode croît régulièrement quand la tension d'anode est augmentée. On constate une décharge luminescente (glow discharge) dans l'espace grille-anode dès que l'anode est portée à un potentiel nettement supérieur à celui de la grille, mais il faut atteindre 136 V pour que la conduction dans tout le tube ait lieu avec accroissement considérable du courant. Les phénomènes de grille, s'il y en a à cet instant, ne sont pas visibles en raison de l'inertie des appareils de mesure.

Cette courbe présente l'intérêt de montrer que l'espace cathode-grille et l'espace grille-anode ne se comportent pas de la même manière. Alors que dans l'espace cathode-grille où la cathode est capable d'un débit considérable, la caractéristique présente une tangente verticale vers 20 V, l'espace grille-anode n'est approvisionné en électrons que par le plasma qui a diffusé dans la chicane et il faut que la différence de tension entre la grille, qui joue alors le rôle de cathode et l'anode soit élevée pour qu'il en soit de même. Cela veut dire qu'il faut que des ions arrivent en grand nombre et avec une certaine énergie dans le voisinage de la grille et en particulier à l'entrée de la chicane, pour que le courant puisse croître énormément et la conduction s'établir dans tout le tube.

Cette courbe montre aussi par comparaison avec celle de la figure 17, qu'à partir du moment où l'espace cathode-grille est le siège d'une décharge, le thyratron cesse d'être blindé et les deux espaces sont électriquement en communication.

4.3. Amorçage de la conduction totale en impulsions.

Si l'on considère les courbes des figures 40, 41 et 53, on constate qu'il n'est pas nécessaire que l'arc soit complètement établi entre la cathode et la grille pour que la conduction totale soit possible. En effet, nous avons vu dans nos expériences, qu'il fallait environ 0,3 μs pour que la décharge devienne stationnaire, or la courbe du temps de retard en fonction de la tension d'anode (*fig.* 53), montre que celui-ci varie de 0,26 à 0,185 μs quand l'anode passe de 100 à 7 500 V.

On est donc conduit à conclure comme l'a fait Martin [46] que pour une tension d'anode donnée il faut atteindre un courant grille critique dans la décharge, de l'espace cathode-grille, pour que l'arc total puisse s'amorcer.

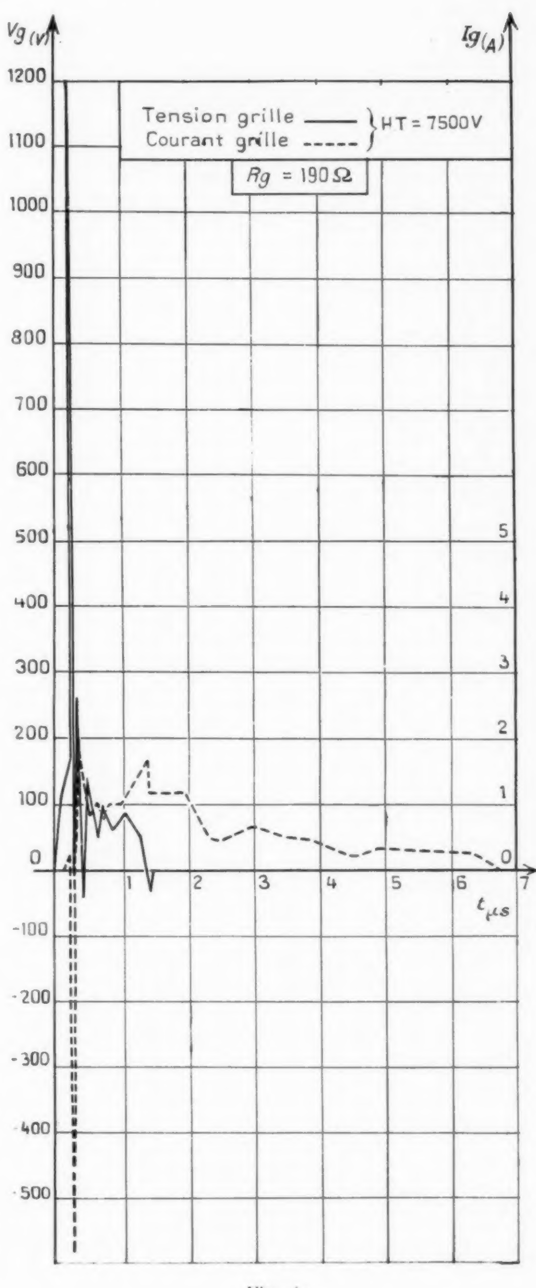
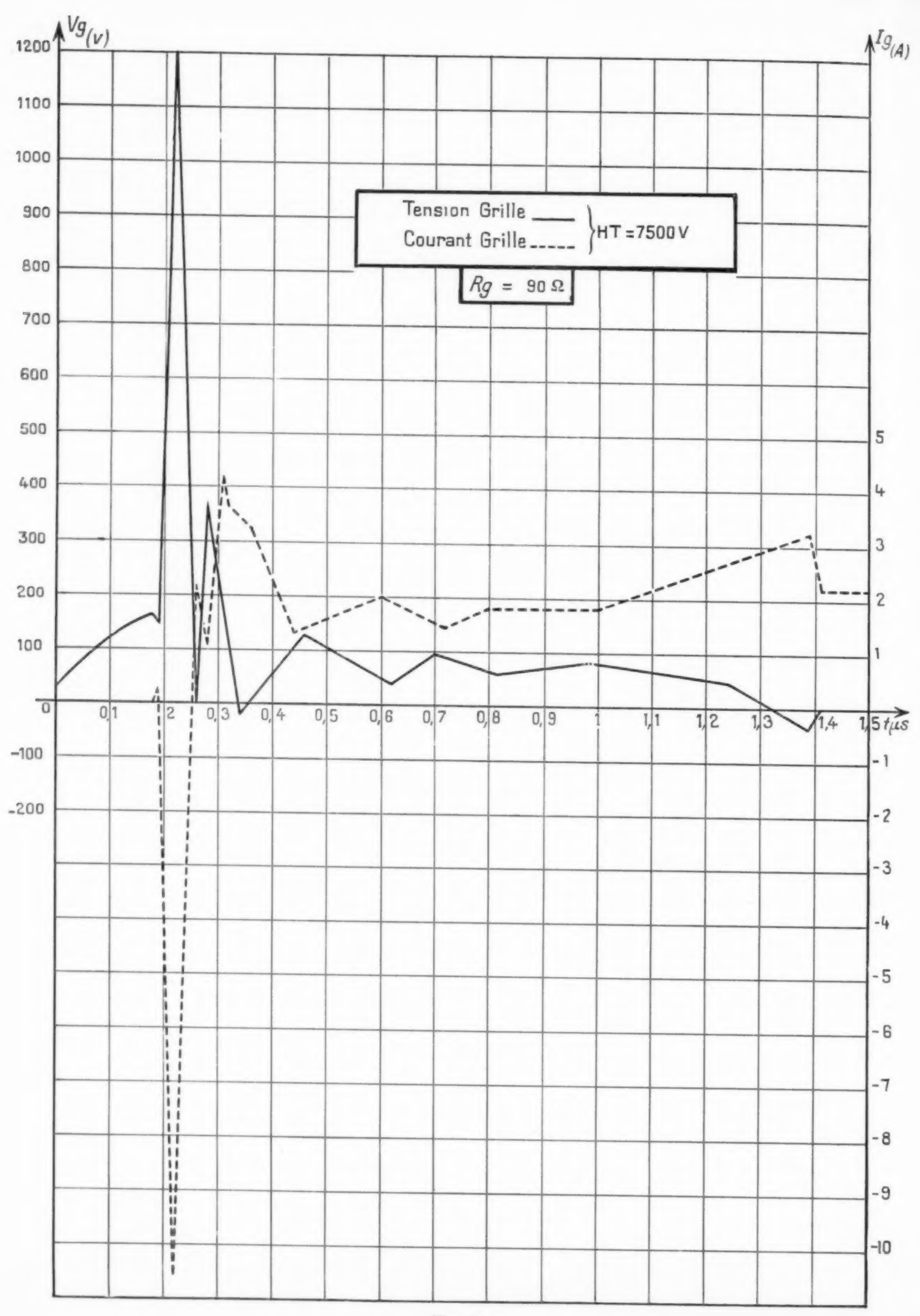


Fig. 47.

4.4. Décharge dans l'espace cathode-grille (anode au potentiel de la cathode).

Cette décharge est caractérisée par le passage de



Vg(v)
Ig(A)
Tension Grille
Courant Grille
HT = 7500 V
Rg = 90 Ω
1200
1100
1000
900
800
700
600
500
400
300
200
100
0
-100
-200
5
4
3
2
1
-1
-2
-3
-4
-5
-6
-7
-8
-9
-10
0,1
2
0,3
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
0,9
1
1,1
1,2
1,3
1,4
1,5 t µs

Fig. 48.

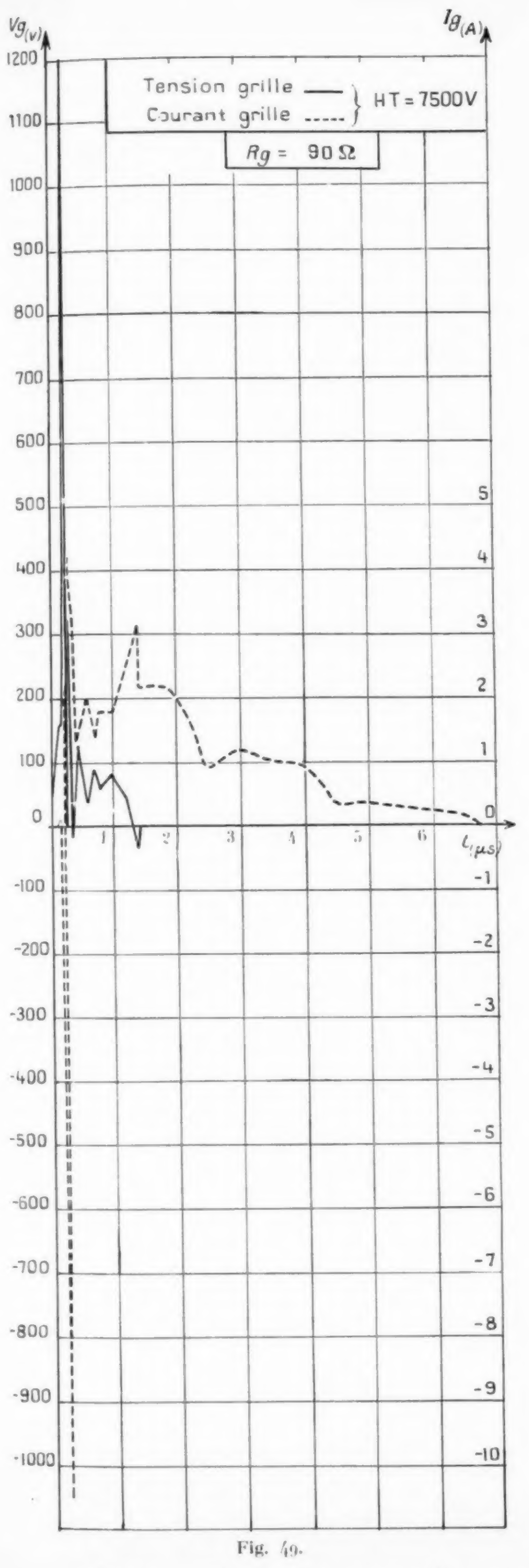


Fig. 49.

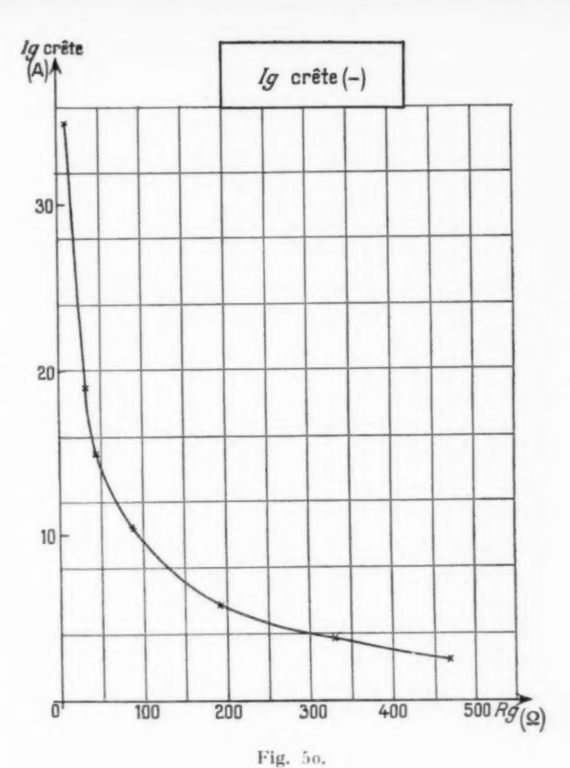


Fig. 50.

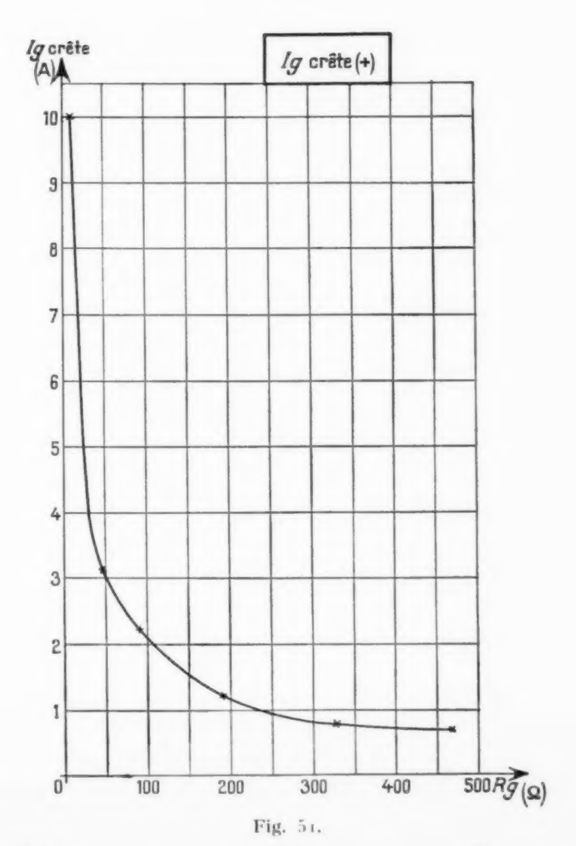


Fig. 51.

la courbe pointillée (*fig.* 24) à la courbe en trait plein.

C'est la décharge dans une diode à gaz à cathode chaude, en impulsion. On peut se faire une idée du mécanisme de cette décharge en se rappelant que pour qu'un électron ionise une molécule, il faut qu'il ait une énergie au moins égale à l'énergie d'ionisation. Il acquiert cette énergie grâce à son mouvement dans le champ électrique à condition toutefois qu'il ait un libre parcours assez long pour avoir eu le temps d'acquérir la vitesse nécessaire. Si la tension appliquée est faible, il faudra que le chemin parcouru soit long, au moins x_0, et si l'on appelle d la distance cathode-grille, le nombre des électrons dont le libre parcours sera compris entre x_0 et d sera

$$(52) \qquad n = n_0 e^{-\frac{x_0}{\lambda}}\left[1 - e^{-\frac{d-x_0}{\lambda}}\right],$$

où λ est le libre parcours moyen.

Ce nombre sera d'autant plus faible que x_0 sera plus grand, donc que la tension appliquée sera plus faible.

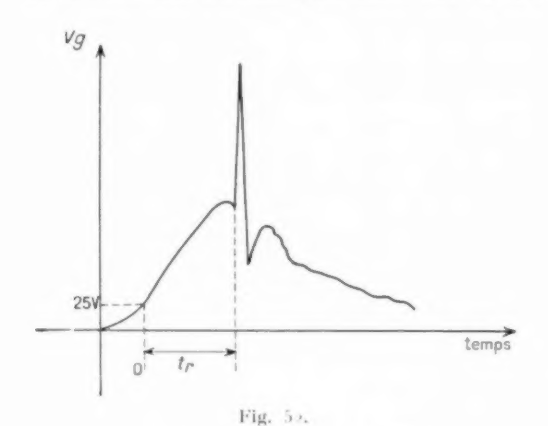


Fig. 52.

A mesure que la tension croît, l'ionisation se fait de plus en plus près de la cathode et le plasma qui se forme au début près de la grille s'étend de plus en plus vers la cathode. L'augmentation du courant dépendant de l'arrivée des ions au voisinage de la cathode (*voir* § 5.2.2 de la première partie), cette arrivée sera d'autant plus rapide que ces ions seront nés plus près d'elle.

L'allure de la courbe de la figure 24 s'explique donc par la comparaison des temps de montée de la tension grille et de migration des ions vers la cathode. On doit prévoir par ce raisonnement que l'établissement de la décharge de l'espace cathode-grille doit être d'autant plus long que la vitesse de montée de la tension grille est plus grande, et que par conséquent le temps de retard de la décharge dans tout le tube doit suivre cette même loi. C'est ce que confirme l'expérience [7]. Il est inutile de considérer l'état où l'arc est établi puisqu'en fait on ne l'atteint pratiquement pas dans le fonctionnement normal du thyratron.

Le courant grille dans cette décharge croît en même temps que la tension, d'abord lentement, puis rapidement lorsque les phénomènes d'ionisation surviennent et si, sur les courbes des figures 30 et 32 il semble démarrer brusquement, c'est seulement qu'en raison de la faible valeur des résistances insérées en série dans la grille, il n'était pas lisible sur les oscillogrammes.

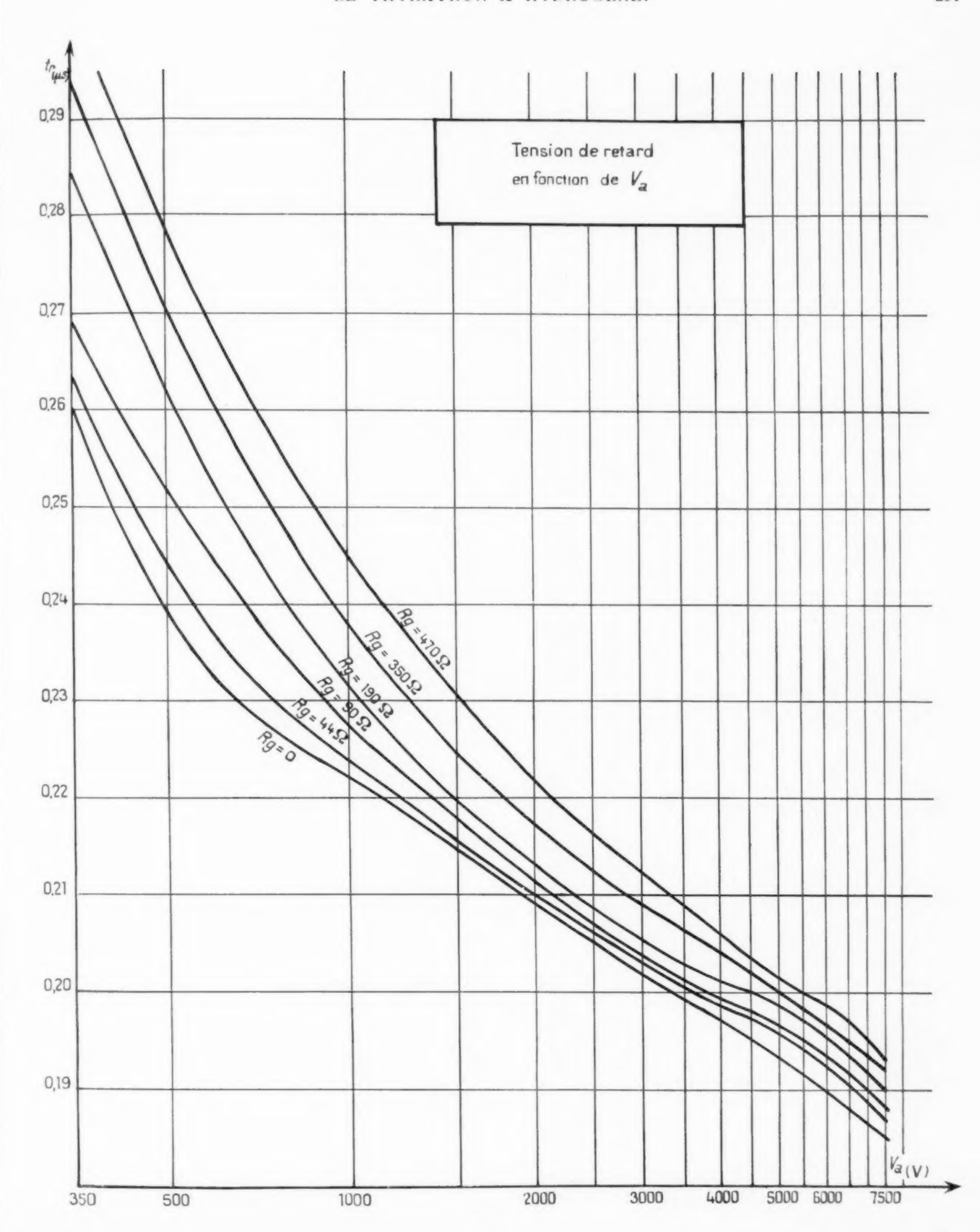
4.5. **Mécanisme de la conduction totale.**

4.5.1. Pendant l'impulsion d'anode. — La comparaison des tensions de grille et de plaque pendant l'établissement de la conduction totale, sur la figure 41, montre que si au départ, la grille est à 160 V quand l'anode est à 7,5 kV, dès que la décharge se propage dans tout le tube, la tension d'anode décroît et la tension de grille croît, ces deux tensions devenant égales à 1200 V au bout de 0,02 µs; puis la tension de grille décroît, mais reste supérieure à la tension d'anode pendant environ 0,05 µs pour enfin se stabiliser à une valeur inférieure de 10 V à celle de l'anode : c'est le régime permanent qui est atteint.

On peut résumer ce comportement par des schémas donnant l'allure probable du potentiel d'espace aux différents instants de l'établissement de la décharge (*fig.* 60 *a*, *b*, *c*, *d*, *e*).

Les valeurs correspondantes du courant grille sont nécessaires à la compréhension du mécanisme, on les trouve sur la figure 46.

Pour $t < 0,19$ µs le courant de grille correspond à un afflux d'électrons, mais dès que la décharge s'amorce dans l'espace grille-anode, le courant de grille change bientôt de sens, ce qui indique qu'elle reçoit alors une majorité d'ions, il croît jusqu'à une valeur maximum qui correspond à l'état où la grille et l'anode ont le même potentiel. C'est cet apport important d'ions dans la décharge de l'espace grille-anode qui élève le potentiel de la grille, et il cesse au moment où la grille et l'anode sont au même potentiel. Pour l'espace cathode-grille, l'augmentation considérable de la tension de grille provoque le passage d'un courant électronique de valeur



t_r (µs)
0,29
0,28
0,27
0,26
0,25
0,24
0,23
0,22
0,21
0,20
0,19
Tension de retard
en fonction de V_a
Rg = 470 Ω
Rg = 350 Ω
Rg = 190 Ω
Rg = 90 Ω
Rg = 44 Ω
Rg = 0
V_a (V)
350
500
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7500

Fig. 53.

élevée puisqu'en effet, c'est à cet instant que le courant total dans le tube est près d'atteindre sa valeur maximum (à comparer les courbes des figures 35 et 46). Après que la grille ait été chargée,

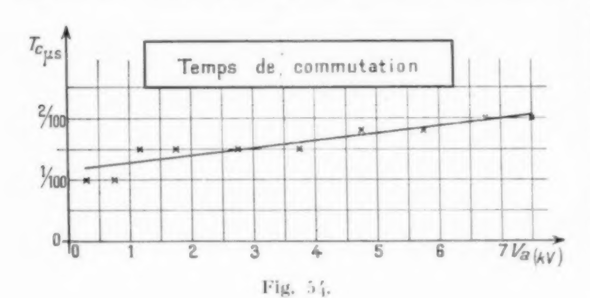


Fig. 54.

le potentiel d'anode continue à décroître, et la grille se décharge plus ou moins lentement de telle sorte que son potentiel reste supérieur à celui de l'anode, ce qui d'ailleurs facilite cette décharge; non seulement



Fig. 55.

les ions s'écoulent dans le courant de grille, mais encore se dirigent vers l'anode et vers la cathode. Quand cette décharge est terminée, les plasmas de l'espace cathode-grille, et de l'espace grille-anode sont alors sensiblement de même densité et fusionnent, le courant grille correspondant alors à une arrivée d'électrons.

Pour comprendre que la grille puisse se charger par l'arrivée des ions il faut se rappeler que pour la durée faible de ces phénomènes, le filtre placé entre le déclencheur et le tube en étude, constitue une impédance très élevée et qu'en fait le circuit de grille se réduit à la résistance R_g, la capacité de tête du filtre et les capacités interélectrodes comme l'indique la figure 61.

En toute rigueur il faudrait tenir compte des selfs inductances parasites, et c'est précisément ce qui rend difficile le calcul de l'influence du circuit extérieur sur le potentiel pris par la grille.

4.5.2. Après l'impulsion d'anode. — On constate d'abord qu'au bout de 1,4 μs le courant d'anode redevient nul, et l'on peut dire que l'impulsion est terminée, la ligne reste chargée négativement et l'anode est donc soumise à une tension négative. Si la conduction était effectivement terminée au bout des 1,4 μs le courant dans le tube resterait nul, or ce courant change de sens quand la tension change de signe (*fig.* 37), et peut atteindre une crête de 2,8 A. La conduction n'est donc pas terminée, et cela parce que le plasma, quoique n'étant plus entretenu par la décharge, n'a pas encore eu le temps de disparaître. La tension d'anode oscille avec des amplitudes décroissantes (*fig.* 38), et ces oscillations ont une période qui va en croissant, ce qui est bien caractéristique des oscillations d'un plasma dont la densité diminue.

Si l'on applique la relation

$$f_e = \sqrt{\frac{ne}{m_e \varepsilon_0}}, \tag{53}$$

où n est le nombre d'électrons par mètre cube et m_e leur masse, et si l'on prend pour période de l'oscillation 0,6 μs, on trouve $n = 3.10^{10}$ électrons cm^3, densité qui serait suffisante pour que l'arc se rallume si la tension d'anode reprenait sa valeur initiale.

Il faut insister sur la valeur élevée du courant négatif, correspondant à des ions venant bombarder l'anode sous une tension atteignant 2 500 V en raison des répercussions que ce phénomène peut avoir sur la tenue de cette anode au cours de la vie du tube [46].

Par contre, ce bombardement important de l'anode par des ions est favorable à la disparition de ceux-ci et le fait que l'anode devient négative, accélère certainement le phénomène d'évanouissement du plasma, infiniment plus que ne le ferait la seule diffusion ambipolaire.

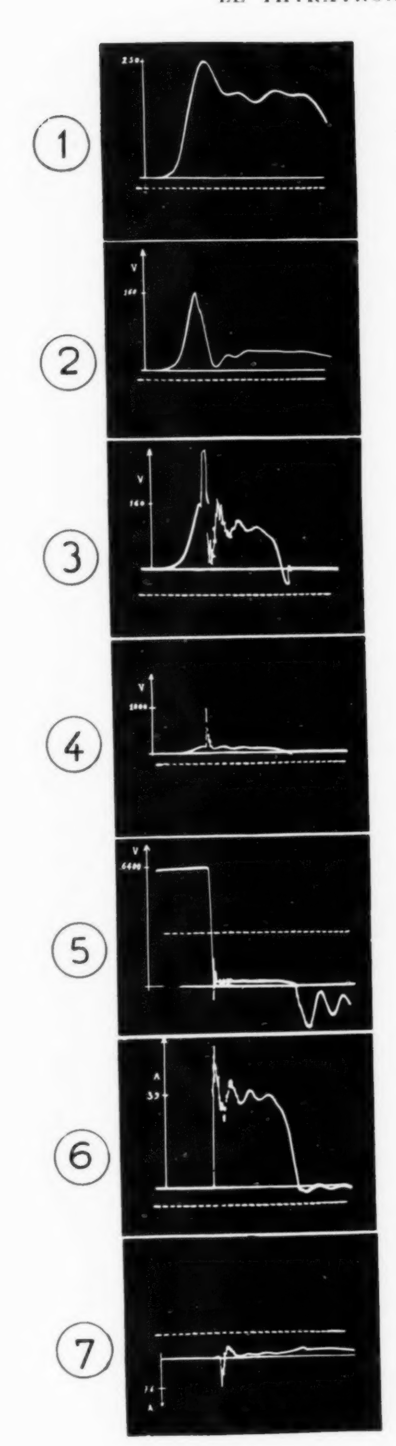


Fig. 56.

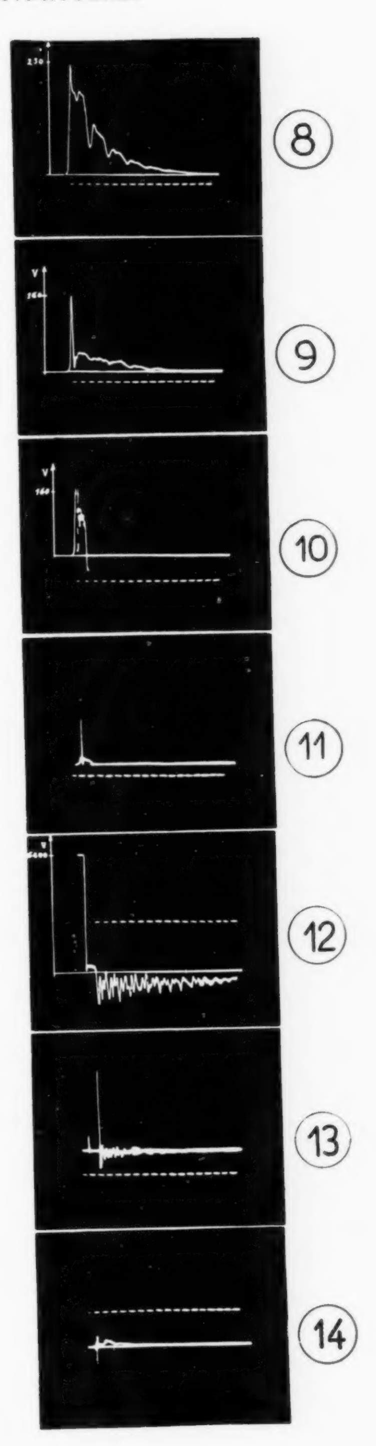


Fig. 57.

On peut considérer que les oscillations sont pratiquement terminées au bout d'une vingtaine de microsecondes, sans que l'on puisse affirmer cependant qu'un retour de la tension d'anode à sa valeur de départ ne provoque pas un « réallumage » du tube.

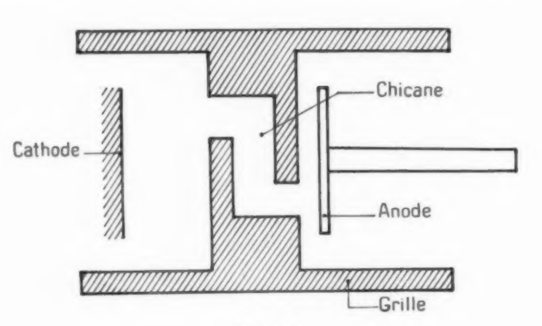


Fig. 58.

La tension grille pendant cette période reste pratiquement nulle (*fig.* 49), mais le courant grille du type électronique, décroît lentement pour s'annuler à la septième microseconde et rester nul ensuite.

CONCLUSION.

L'étude expérimentale décrite dans cet article avait pour but l'examen du comportement en impulsions d'un T. G. 200, thyratron à hydrogène de moyenne puissance.

Les variations en fonction du temps des tensions de la grille et de la plaque ont été étudiées, non seulement comme il est normal de le faire pendant le passage de l'impulsion, mais encore pendant la période de retour à l'état initial.

Ont été mesurés dans les mêmes conditions, le courant d'anode et le courant de grille.

Ce dernier, au sujet duquel très peu de renseignements sont fournis dans la littérature, fut rendu accessible grâce à un montage particulier.

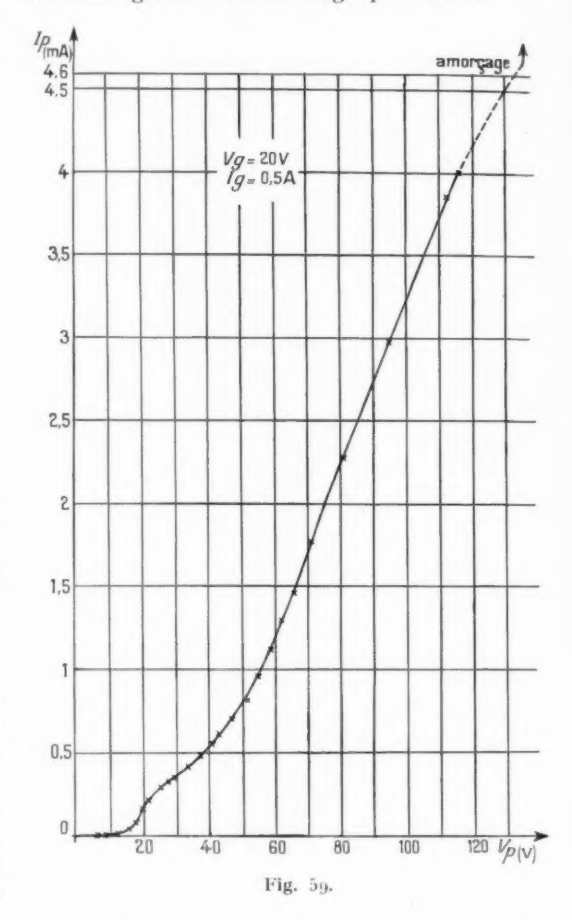


Fig. 59.

La mesure du courant de grille rend possible l'estimation de la puissance exigée pour la commande

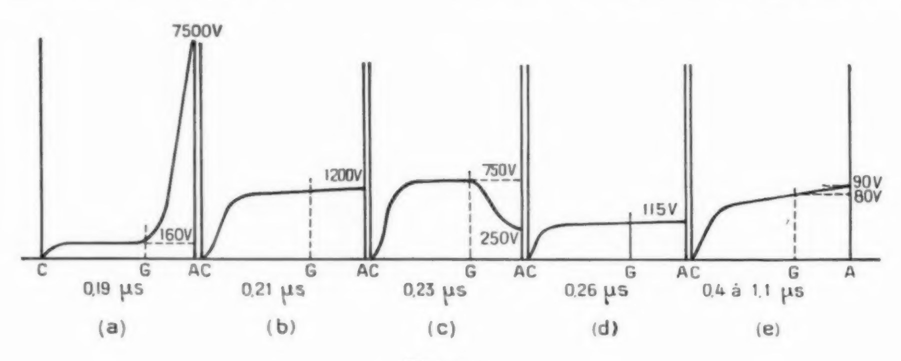


Fig. 60.

de grille positive et aide grandement à la compréhension des phénomènes dont le tube est le siège.

Des valeurs de la tension et du courant d'anode, on a déduit la puissance dissipée dans le tube à chaque instant; la courbe de la puissance instantanée en fonction du temps est caractérisée par une pointe relative à la période d'ionisation et qui correspond à peu près au quart de l'énergie dissipée dans le tube pendant une impulsion.

Comme il a été dit par Germeshausen [7], qui a vérifié ce résultat, cette pointe initiale joue un rôle extrêmement important dans les possibilités de dissipation du tube et son importance dépend essentiellement de la raideur des fronts des impulsions de tension et de courant d'anode.

Si les phénomènes de dissipation dans le tube ne semblent avoir intéressé les expérimentateurs que pendant la période de conduction, les résultats obtenus relativement à la période de déionisation nous paraissent essentiels pour la compréhension du comportement du tube. C'est pourquoi en dépit des difficultés des mesures, nous avons étudié les phénomènes qui suivent l'impulsion d'anode et essayé de décrire le processus de disparition du plasma.

Le bombardement de l'anode par les ions, qui se produit au début de la période de retour à l'état initial est un phénomène dont il faut tenir compte pour la technologie du tube et pour l'extension de ses possibilités.

Les résultats obtenus par les auteurs sont assez complets pour qu'il soit possible de comprendre la raison des spécifications que l'on rencontre habituellement dans les cahiers des charges relatifs aux thyratrons à hydrogène.

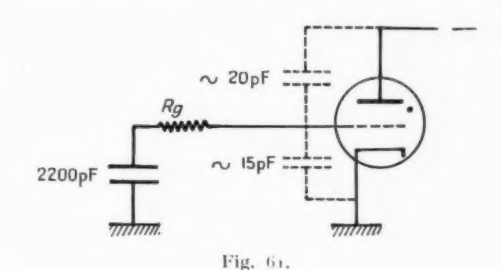


Fig. 61.

L'étendue des expériences nécessaires, et le fait que dans l'état présent des connaissances relatives aux phénomènes de décharge dans les gaz, de nombreux points intéressant les thyratrons à hydrogène demeurent obscurs, expliquent pourquoi les théories proposées pour le mécanisme interne de ce tube demeurent fragiles. Bien des études et des progrès restent à faire pour les améliorer.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] R. R. Warnecke, *Sur quelques résultats récemment obtenus dans le domaine des tubes électroniques pour hyperfréquences* (*Annales de Radioélectricité*, t. 9, 1954, n° 36, p. 107-136).

[2] A. Violet, *Cours de l'École Supérieure d'Électricité*, t. II *Radar*).

[3] L. Marton, *Particle accelerators* (*Advances in electronics*, t. 1, 1948, p. 306-312).

[4] C. F. Bareford et M. G. Kellier, *The 15 million electron-volt linear accelerator for Harwell* (*Philips Techn. Rev.*, t. 15, 1953, n° 1, p. 1-26).

[5] Réunion d'études et de mise au point, *Les accélérateurs de particules*, 1950, édition de la *Revue d'optique*, Paris.

[6] M. Chodorow, E. L. Ginzton, I. R. Neilsen et S. Sonkins, *Design and performance of a high-power pulsed klystron* (*Proc. Inst. Rad. Engr.*, t. 41, 1953, n° 19, p. 1584-1602).

[7] G. N. Glasoe et J. V. Lebacqz, *Pulse generators* (n° 5 de la *Collection du M. I. T.*, 1948).

[8] A. Lerbs, *Switch tube* (Brevet français déposé le 16 avril 1953 sous le n° 646.580).

[9] P. Guénard et H. Huber, *Étude expérimentale de l'interaction par ondes de charge d'espace au sein d'un faisceau électronique se déplaçant dans des champs électrique et magnétique croisés* (*Annales de Radioélectricité*, t. 7, 1952, n° 30, p. 252-278).

[10] J. D. Cobine, *Gaseous conductors*, 1941, Mc Graw-Hill Book Co.

[11] H. H. Wittenberg, *Thyratrons in Radar modulator service* (*R. C. A. Rev.*, t. 10, 1949, n° 1, p. 116-133).

[12] H. B. Knight et L. Herbert, *The development of mercury-vapor thyratrons for Radar modulator service* (*J. Inst. Electr. Engr.*, t. 93, 1946, III A, n° 5).

[13] M. Silver, *Ionization phenomena in thyratrons* (*Trans. I. R. E.*, P. G. E. D., 1954, n° 2, p. 57-66).

[14] E. L. E. Wheatcroft, R. B. Smith et J. Metcalfe, *Pre-striking currents in a thyratron.* (*Phil. Mag.*, t. 25, 1938, 7e série, n° 169, p. 649-664).

[15] C. J. MULLIN, *Initiation of discharge in arcs of thyratron type* (*Phys. Rev.*, t. 70, 1946, nos 5 et 6, p. 401-405).

[16] A. J. MADDOCK, *Les thyratrons et leurs applications dans la technique radioélectrique* (*Revue des Communications électriques*, t. 22, 1945, no 4, p. 172-211).

[17] H. KLEMPERER, *Délai d'amorçage dans les tubes ioniques* (*Archiv. Elekt. Dtsch.*, t. 27, 1933, p. 322-328).

[18] W. KOCH, *Phénomènes d'amorçage des décharges avec cathode chaude dans les gaz sous faible pression* (*Physik. Z. Dtsch.*, t. 33, 1932, p. 934-937).

[19] E. KNOOP et W. KROEBEL, *Phénomènes d'amorçage et de décharge dans les triodes à gaz* (*Z. Angew. Physik*, t. 2, 1950, no 7, p. 281-285).

[20] M. J. DRUYVESTEYN et F. M. PENNING *Mechanism of electrical discharges in gases of low-pressure* (*Rev. Mod. Phys.*, t. 12, 1940, no 2, p. 145-148).

[21] M. BIRNBAUM, *A Method for the measurement of ionization and deionization times of thyratron tubes* (*Trans. A. I. E. E.*, t. 67, 1948, p. 209-214)

[22] A. E. HARRISON, *Ionization time of thyratrons* [*Trans. A. I. E. E.*, t. 59, 1940, p. 747-750 (discussion p. 1079)].

[23] K. W. HESS, *Mesure du temps de désionisation de diodes et triodes à remplissage gazeux* (*Philips Tech. Rev.*, t. 12, 1950, p. 174-184).

[24] L. MALTER et E. O. JOHNSON, *Studies of thyratron Behavior*. Part. I : *The effect of grid resistance on the recovery time of thyratrons*. Part II : *A study of the effect of grid potentiel variations during the after-glow period upon the recovery time of thyratrons* (*R. C. A. Rev.*, t. 11, 1950, p. 165-189).

[25] L. MALTER et M. R. BOYD, *Grid current and grid emission studies in thyratrons. The trigger-grid thyratron* (*Proc. I. R. E.*, t. 39, 1951, no 6, p. 636-643).

[26] H. H. WITTENBERG, *Pulse measuring of deionization time* (*Electrical Engng*, t. 69, 1950, no 9, p. 823-827).

[27] E. W. WEBSTER, *Note on the ionization time of an argon-filled relay* (*J. Sc. Instrum.*, t. 24, 1947, p. 299-301).

[28] S. PAKSWER et R. MAYER, *Arc drop and deionization time in inert gas thyratrons* (*J. Appl. Phys.*, t. 24, 1953, no 5, p. 501-509).

[29] J. B. WOODFORD et E. M. WILLIAMS, *The initial conduction interval in high speed thyratrons* (*J. Appl. Phys.*, t. 23, 1952, no 7, p. 722-724).

[30] A. BLANC-LAPIERRE, G. GOUDET et P. LAPOSTOLLE, *Électronique générale*, 1953, Eyrolles, Paris.

[31] E. KNOOP, *Amorçage, décharge et déionisation des triodes à gaz* (*Z. Angew. Physik*, t. 4, 1952, no 10, p. 386-390).

[32] E. O. JOHNSON, J. OLMSTEAD et W. M. WEBSTER, *The Tacitron, a low noise thyratron capable of current interruption by grid action* (*Proc. Inst. Rad. Engr.*, t. 42, 1954, no 9, p. 1350-1362).

[33] L. MALTER, E. O. JOHNSON et W. M. WEBSTER, *Studies of externally heated hot cathode arcs*. Part. I : *Modes of the discharge* (*R. C. A. Rev.*, t. 12, 1951, no 3, p. 415-435).

[34] W. M. WEBSTER, E. O. JOHNSON et L. MALTER, *Studies of externally heated hot cathode arcs*. Part II : *The anode glow mode* (*R. C. A. Rev.*, t. 13, 1952, no 2, p. 163-182).

[35] L. B. LOEB, *Fundamental processes of electrical discharge in gases*, J. Wiley, New York, 1947,

[36] L. MALTER et W. M. WEBSTER, *R. C. A. Rev.*, t. 12, 1951, no 2, p. 191-210.

[37] F. A. MAXFIELD et R. R. BENEDICT, *Theory of gaseous conduction and electronics*, McGraw-Hill Boock Cy. 1941,

[38] M. J. BELL, *Nouvelles tendances dans la réalisation des thyratrons* (*Bull. Soc. Franç. Électr.*, t. 8, 1948, 6e série, no 85, p. 489-495).

[39] A. V. ENGEL et M. STEENBECK, *Elektriche gasentladugen*, J. Spinger, Berlin, 1932.

[40] R. J. WARNECKE, *Étude d'un réservoir d'hydrogène pour le thyratron* T. H. 12 000 (*Rapport intérieur* no 10.573 du 2 juillet 1954).

[41] H. HEINS, *The hydrogen thyratron* (*Instruments*, t. 19, 1946, p. 211 et 250).

[42] H. F. VEY, *Space charge limited currents* (*Advances in electronics and electron Physics* t. 6, 1954, p. 137-256, *Academic Press*, New York).

[43] H. DOOLITTLE, *High powered Hydrogen thyratron* (*Cathode Press*, t. 1, 1954, p. 6-9 et 24-26).

[44] W. C. DEAN, G. W. PENNEY et J. B. WOODFORD, *Ionization processes in high speed thyratrons* (*Convention record of the I. R. E.*, t. 6, 1953, p. 27-33).

[45] H. HEINS, *Hydrogen thyratron* (*Electronics*, t. 19, 1946, p. 96).

[46] W. P. ALLIS, S. T. MARTIN et K. J. GERMESHAUSEN, *Some factors involved in breakdown conduction and recovery of the Hydrogen Thyratron*, 1953.

[47] J. M. MEEK et J. D. GRAGGS, *Electrical Breakdown of gases*, Oxford Press, 1953.

[48] J. D. GRAGGS et J. M. MEEK, *High voltage laboratory technique*, Butter Works Scientific Publications, London, 1954.

[49] E. WEBER, *Linear transient analysis*, J. Wiley, New York, 1954.

DÉPÔT ET RETRAIT DE CHARGES ÉLECTRIQUES SUR DES ISOLANTS PAR ÉMISSION SECONDAIRE.

DEUXIÈME PARTIE (1).

PAR M. BARBIER,

Département « Recherches Électroniques » du Centre de Recherches Techniques
de la Compagnie Générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *Dans cette deuxième partie, l'auteur décrit les expériences qui lui ont permis d'aboutir à la théorie exposée dans la première partie de son article. Après avoir observé dans un premier tube les électrons secondaires au moyen d'un collecteur perforé, il a effectué des essais de charge de l'isolant par équilibre en tension avec le collecteur afin de mesurer les potentiels d'équilibre pour différentes configurations de champs.*

Il a ensuite construit un tube où la métallisation de la face postérieure de l'isolant était divisée en deux parties juxtaposées pour pouvoir observer le passage du faisceau d'analyse. Des tubes avec un grillage à mailles fines placé près de l'isolant lui ont rendu possible l'examen du dépôt de charges en présence d'un champ extracteur et l'analyse par électrons ralentis.

Enfin, des tubes sans grillage à deux canons lui ont permis d'observer en télévision une image de la charge d'espace entourant le point d'impact d'un faisceau d'électrons rapides, et de mesurer expérimentalement les intensités de courant à ne pas dépasser pour ne pas être gêné par la redistribution des électrons secondaires. (C. D. U. : 621.385.832.)

SUMMARY. — *In this second part, the author describes the experiments which have led him to the theory set out in the first part of this article. Having observed in a first tube, the secondary electrons by means of a perforated collector, he has charged the insulator by voltage equilibrium with the collector in order to measure the equilibrium potentials for various field configurations. He then constructed a tube in which the metallisation of the rear face of the insulator was divided into two parts in juxtaposition, in order to observe the passage of the analysing beam. Tubes with a fine mesh grid located near the insulator enabled him to examine the deposited charge in the presence of an extracting field and to make an analysis by slowed down electrons. Finally, two-gun tubes without grids enabled him to examine in television form a picture of the space charge surrounding the point of impact of a fast electron beam, and to measure experimentally the current intensities not to be exceeded if redistribution of secondary electrons should be avoided.* (U. D. C. : 621.385.832.)

INTRODUCTION.

Cette seconde partie décrit les expériences réalisées au cours des travaux dont les résultats ont été exposés dans la première partie de l'étude. Comme dans toute investigation nouvelle, ces expériences avaient pour but de mettre en évidence des phénomènes de base et de contrôler les idées acquises plutôt que d'effectuer des mesures d'une grande précision.

Nous avons commencé par observer les électrons secondaires au moyen d'un collecteur perforé, après leur arrivée sur ce collecteur, de manière à obtenir un ordre de grandeur de leur vitesse d'arrivée. Puis, des essais de charge de l'isolant par équilibre avec le collecteur ont été réalisés en modifiant le potentiel de la base métallique supportant l'isolant. On obtenait ainsi un contrôle des potentiels d'équilibre

---

(1) La première partie de cette étude a été publiée dans le numéro d'avril 1955, p. 182.

et des lois de charge pour les différentes configurations étudiées dans la partie théorique.

Pour examiner le mouvement des électrons autour du point d'impact d'un faisceau mince, nous avons construit ensuite un tube où la métallisation de la face postérieure de l'isolant était divisée en deux parties juxtaposées pour pouvoir observer la variation du courant de charge lors du passage du faisceau sur la limite des deux domaines.

Des tubes dans lesquels un grillage à mailles fines placé parallèlement à la surface de l'isolant y faisait régner un fort champ extracteur furent ensuite construits pour examiner le dépôt des charges dans ces conditions et l'enlèvement de ces charges par électrons ralentis.

Enfin des tubes sans grillage, dans lesquels le champ extracteur était produit par des lentilles électroniques entourant la cible, furent développés pour inscription par électrons rapides et analyse en télévision par électrons lents. Ils permirent d'observer à l'œil nu une image de la charge d'espace entourant le point d'impact d'un faisceau d'électrons rapides, et de voir à partir de quelles intensités du faisceau il devenait gênant. Les ordres de grandeur des intensités de courant limite à ne pas dépasser pour ne pas être gêné par la charge d'espace, que nous avions calculée dans la partie théorique, furent ainsi mesurés expérimentalement.

1. ÉTUDE DES VITESSES DES ÉLECTRONS SECONDAIRES A LEUR ARRIVÉE SUR UN COLLECTEUR ET ESSAIS DE MODULATION AVEC UN COLLECTEUR ÉLOIGNÉ.

La première série d'expériences avait pour but d'étudier les vitesses des électrons secondaires, en particulier la vitesse d'arrivée sur le collecteur et si possible de faire un essai de modulation pour voir comment se chargeait la surface avec collecteur éloigné.

A cet effet, furent construits des tubes d'un type représenté schématiquement sur la figure 25.

1.1. Constitution du tube.

Le tube comprend :

— un canon donnant un faisceau d'électrons de 1 kV;

— une feuille isolante mince, bombardée par les électrons, supportée par une base métallique;

— un collecteur d'électrons secondaires;

— un grillage formant blindage électrostatique entre la surface et le collecteur, et situé en dehors du trajet des électrons incidents.

Le canon était un canon ordinaire d'oscillographe de série qui pouvait donner un courant de 1 à 10 μA sur une section de 1 mm² sur la cible. La cible était une feuille de mica clivé de 15 μ d'épaisseur, dorée sur sa face postérieure et maintenue contre la base métallique par serrage mécanique. Le collecteur était une pièce métallique en forme d'anneau ou de cylindre située à une certaine distance de la cible. Le grillage servant de blindage électrostatique avait une forme conique. Il entourait le cône balayé par les électrons, et était formé de fils métalliques d'une fraction de millimètre de section et distants de plusieurs millimètres, de sorte que la transparence était pratiquement voisine de 1.

Cette construction permettait tout d'abord de mesurer les vitesses d'arrivée des électrons secondaires à travers les mailles de la grille de blindage

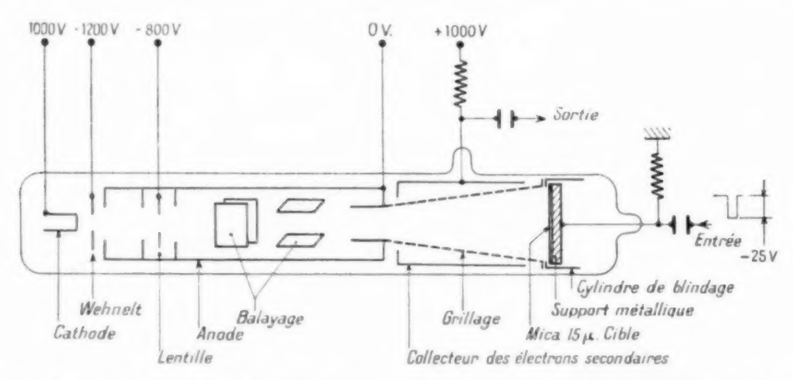


Fig. 25. — Schéma du tube expérimental pour mesure des vitesses des électrons secondaires et essais de charge d'une cible isolante avec collecteur éloigné.

en portant le collecteur annulaire à un potentiel négatif par rapport à la grille jusqu'à extinction du courant recueilli. Ensuite il était également possible, en modulant la cible avec des impulsions négatives et en opérant un balayage de la cible avec le faisceau, d'observer sur les variations du courant secondaire la manière dont la cible se chargeait lorsqu'un champ extracteur fort était brusquement appliqué à la surface de l'isolant.

La figure 26 représente la photographie d'une première version du tube, et la figure 27 reproduit



Fig. 26. — Tube pour la mesure des vitesses des électrons secondaires et essais de charge d'un isolant avec collecteur éloigné.

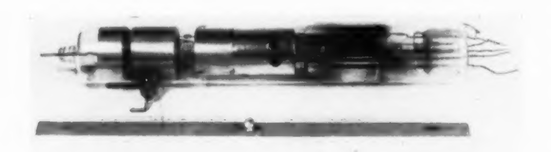


Fig. 27. — Autre version du tube à grillage et collecteur éloignés.

une version améliorée, où l'anneau collecteur a été agrandi de façon à masquer convenablement la surface de verre de l'ampoule afin d'éviter en cours de modulation des effets de charge sur cette dernière.

1.2. **Expériences.**

1.2.1. Mesures des vitesses des électrons secondaires par la méthode du champ de freinage. — Le faisceau est maintenu à intensité constante sur un point fixe de la cible isolante. L'anode du canon, le grillage et la plaque portant la cible sont maintenus au même potentiel, qui est le potentiel d'accélération des électrons du faisceau. L'anneau collecteur est par contre porté à un potentiel qu'on peut faire varier et rendre négatif par rapport au grillage. On relève la courbe du courant recueilli sur le collecteur en fonction de la tension de retardement appliquée entre grillage et collecteur. Ainsi le grillage joue pour les électrons secondaires issus de la cible isolante le rôle d'un collecteur virtuel à potentiel constant, et ce n'est que lorsque les électrons l'ont traversé qu'on en mesure la vitesse. Le fait de porter le collecteur à des tensions de plus en plus négatives par rapport au grillage n'est pas sensiblement ressenti au voisinage de la cible si les mailles du grillage sont sensiblement plus petites que la distance du grillage à la cible et du grillage au collecteur, c'est-à-dire si le grillage est un blindage convenable. Cela peut être atteint même si le brin est tout petit par rapport à la maille, avec des grillages très transparents, car ce n'est que le rapport de la maille à la distance cible-grillage et à la distance grillage-collecteur qui intervient. Dans notre tube, pour des raisons de commodité, la distance collecteur-grillage n'était pas suffisamment grande, de sorte que le collecteur « tirait ». En effet, la surface du mica ayant un potentiel « flottant », il est possible qu'elle se charge plus positivement lorsque le collecteur est très positif, et qu'elle soit ramenée à un potentiel plus négatif lorsque le collecteur est rendu très négatif. Cet effet a pour conséquence d'étaler le domaine de tensions où s'effectue la mesure des vitesses d'arrivée des électrons secondaires par freinage. Il faut donc pour effectuer de bonnes mesures par cette méthode réaliser un écart plus grand entre le collecteur et le grillage.

Les caractéristiques relevées avec les deux tubes des figures 26 et 27 étaient sensiblement identiques. Les courbes relevées pour différentes intensités et différentes sections du faisceau avec le tube de la figure 27 sont représentées sur la figure 28, qui indique également le schéma du branchement des électrodes.

Pour de fortes valeurs positives de la tension anneau, le courant atteint vite une valeur de saturation, égale au courant du faisceau incident. Il décroît graduellement depuis + 15 V pour des valeurs de la tension se rapprochant de zéro, en raison de la répartition du courant entre l'anneau et la grille. En effet, pour des valeurs décroissantes de la tension anneau, les électrons secondaires les plus lents qui traversent le grillage sont refoulés vers celui-ci. Il y a lieu de remarquer que seuls les électrons secondaires dont les vitesses d'éjection sont supérieures à la vitesse de partage sont en principe collectés, et que le zéro des tensions portées en abscisse ne correspond pas au zéro des vitesses d'éjection, puisque le potentiel de la surface se place à son potentiel d'équilibre. Le courant s'annule pour une valeur — 20 V de la tension collecteur pour devenir très légèrement négatif et constant lorsqu'on donne à l'anneau des tensions encore plus négatives.

Ceci correspond à des électrons secondaires de très grande vitesse qui ont une énergie comparable

aux électrons incidents et déclenchent à leur tour sur le collecteur une émission secondaire de taux supérieur à 1, ce qui explique l'inversion du courant. Enfin comme dernière observation on doit dire que cette courbe ne varie sensiblement pas si l'on augmente considérablement le courant du faisceau incident ou si l'on fait tomber les électrons sur une zone de 1 cm² de la cible au lieu de les concentrer sur une tache de 1 mm².

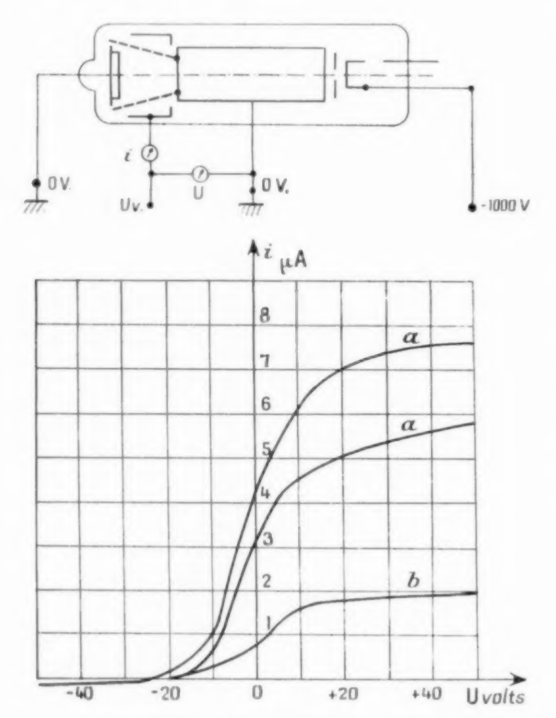


Fig. 28. — Variation du courant d'électrons secondaires recueilli sur le collecteur en fonction de la tension collecteur-grillage pour différentes intensités de bombardement; section du faisceau : *a*. 1 mm²; *b*. 1 cm².

De ces observations il est possible de déduire ce qui suit :

— Il existe des électrons secondaires pour des polarisations allant de — 10 à + 30 V.

— Le plus grand nombre d'électrons secondaires qui arrivent sur le collecteur semble être pour des polarisations de — 10 à + 10 V.

— Les électrons primaires directement réfléchis dans l'isolant, ont des vitesses bien plus grandes, mais ne constituent qu'un très faible pourcentage de l'ensemble.

— La charge d'espace ne semble pas agir sensiblement sur les vitesses des électrons secondaires arrivant sur le collecteur puisqu'une augmentation du courant ou une diminution de la section du faisceau reste sans effet sensible, c'est-à-dire excédent 1 V ou 2. Ce qui veut dire que la charge d'espace au-dessus de la zone d'impact est trop faible pour créer entre cible et collecteur une différence de potentiel de cet ordre, mais ce qui ne veut pas dire qu'il n'y ait pas eu de redistribution d'électrons secondaires sur la cible, puisque nous avons vu dans la partie théorique comment une ceinture de charges négatives sur l'isolant aux environs du point d'impact rétablissait, en présence d'une charge d'espace, des conditions permettant l'échange d'électrons avec le collecteur.

En ce qui concerne la courbe de la figure 28, il est nécessaire de préciser qu'elle ne donne que l'ordre de grandeur des vitesses des électrons secondaires. Ce n'est d'ailleurs uniquement que cet ordre de grandeur qui soit intéressant. La répartition donnée par cette courbe n'est pas exactement celle des vitesses d'éjection des électrons secondaires. En effet, les mesures exactes de répartition de vitesses doivent être faites avec des collecteurs affectant exactement une forme sphérique, afin que les électrons arrivent perpendiculairement à l'électrode destinée à les recueillir. S'ils arrivent sous incidence oblique, ils sont déjà réfléchis par des potentiels inférieurs à ceux correspondant à leur énergie véritable. C'est en réalité pour des raisons de commodité dans la construction mécanique du tube que le collecteur était de forme cylindrique. Il suffisait pour les travaux de mettre en évidence l'intérêt de cette méthode de mesure et de déterminer l'ordre de grandeur des vitesses d'éjection, qui apparaît être nettement supérieur à quelques volts, même si l'on suppose du « tirage » par le collecteur. Ainsi on constate que les électrons secondaires libérés par des électrons primaires à l'intérieur d'un isolant sortent avec des vitesses nettement supérieures à celles des électrons libérés à l'intérieur d'un métal, qui sont mêlés à la masse des électrons libres de conduction et doivent transmettre par choc la plupart de leur énergie à ces derniers. On sait en effet par des mesures précises que les électrons secondaires émis par des métaux ont à peine 1 ou 2 V d'énergie.

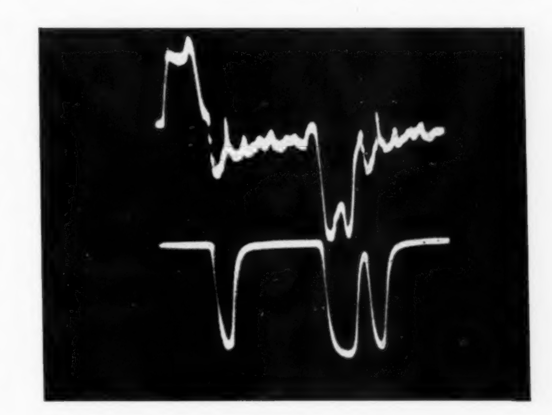
Pour effectuer des mesures plus précises des vitesses d'arrivée des électrons secondaires sur le collecteur, il faudrait donner une forme sphérique au grillage et au collecteur pour éliminer tout effet d'angle d'incidence, et éloigner le collecteur du

grillage, en le plaçant à une distance de ce dernier égale à plusieurs fois la maille.

1.2.2. ESSAIS DE CHARGE DE L'ISOLANT AVEC CHAMP EXTRACTEUR. — Un essai de charge de la surface en présence d'un fort champ extracteur fut réalisé avec le même tube. Pour cela ce champ fut appliqué au moyen d'impulsions de polarité négative amenées sur la plaque portant la cible, et le courant secondaire recueilli sur le collecteur fut observé, le faisceau étant promené en cercle sur la cible au moyen d'un balayage synchronisé avec les impulsions. Les circuits d'amenée de l'impulsion et de sortie du courant ont été indiqués schématiquement sur la figure 25.

Le balayage était donc circulaire avec une intensité de faisceau constante et une impulsion de tension — lorsque le faisceau passait en un certain point de la cible — qui portait cette dernière à un potentiel négatif par rapport au grillage. Cette impulsion se renouvelait un tour sur deux. Au moment de l'impulsion, le faisceau chargeait positivement le point où il passait, au tour suivant il n'y avait pas d'impulsion et le faisceau ôtait la charge qu'il avait placée pour recommencer ensuite. L'observation du courant recueilli à travèrs le grillage sur le collecteur, porté naturellement cette fois à une tension suffisamment positive, permettait de se faire une idée du potentiel auquel « montaient » les points chargés. Or, avec des différences de potentiel entre cible et grillage de 30 V, on n'observe que des variations de courant correspondants à des reliefs de charges de l'ordre de 1 ou 2 V, ce qui correspond au rapport entre l'éloignement du collecteur au grillage (2 cm) et le diamètre du faisceau (1 mm). C'est ce qui nous conduisit à étudier d'une façon théorique plus précise le potentiel d'équilibre atteint par une surface bombardée, pour les différentes configurations dont il a été question dans la partie théorique, et à mettre en évidence, cette fois d'une façon formelle, l'importance du rapport $\frac{d}{D}$ du diamètre du faisceau au diamètre du collecteur, qui est déterminant pour tous les états de charge. Une contre-épreuve expérimentale fut immédiatement possible, en variant le diamètre du cercle sur lequel avait lieu le balayage de la cible. Si l'on augmentait le diamètre de ce cercle, les points balayés étaient plus près du bord de la cible, et l'on voyait l'impulsion de courant monter; en revanche, si on le diminuait, les points balayés s'éloignaient des bords, c'est-à-dire du collecteur, et l'impulsion de courant diminuait. L'expérience était faite avec des faisceaux portant un courant de l'ordre de plusieurs microampères, donc d'intensité suffisante pour charger la cible bien plus haut, mais générateurs d'une charge d'espace notable, ce qui diminuait naturellement encore la possibilité de charge en entourant la trajectoire parcourue par le faisceau d'une couronne de charges négatives ainsi qu'il a été exposé dans la cinquième configuration étudiée dans la partie théorique.

Pour illustrer ces expériences de charge on reproduit à la figure 29 deux photographies



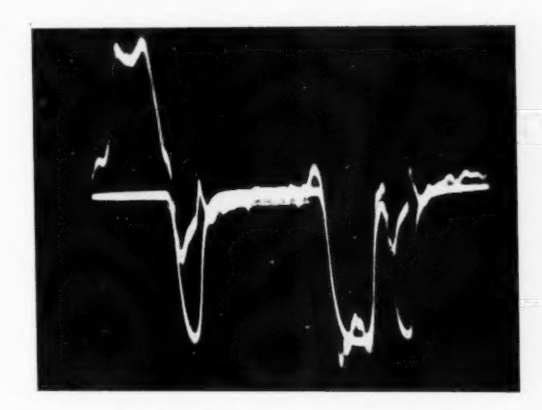


Fig. 29. — Signal de sortie et signal d'entrée pour les essais de charge en impulsions. (Fréquences de balayage circulaire 15 000 c/s, largeur des impulsions 10 et 20 μs).

typiques prises au cours de cet essai. La première montre simultanément en haut le signal de sortie recueilli sur le collecteur, et en bas le signal d'entrée appliqué sur la base métallique de la cible. La longueur de l'oscillogramme correspond à deux balayages circulaires complets de la cible par le faisceau. On voit régulièrement en haut les variations de courant

résultant du dépôt, puis du retrait de la charge. En bas nous avons en plus de l'impulsion se reproduisant une fois sur deux une impulsion se reproduisant à chaque tour, mais à laquelle ne correspond pas de variation sensible du courant de sortie, les électrons trouvant toujours aux points correspondants de la cible les mêmes conditions de potentiel. La photographie suivante montre avec plus de finesse les deux courbes précédentes superposées.

Dans l'ensemble, ces expériences confirment d'une manière satisfaisante les conclusions des calculs relatifs aux potentiels de charge pour les différentes configurations étudiées dans la partie théorique.

2. OBSERVATION DIRECTE DU PIC DE POTENTIEL SE TROUVANT A L'ENDROIT D'IMPACT DU FAISCEAU LORSQUE CELUI-CI EST EN MOUVEMENT AU MOYEN D'UNE CIBLE DIVISÉE.

2.1. Méthode de mesure.

Dans la première partie il a été établi que la zone d'impact d'un faisceau d'électrons rapides se chargeait à un potentiel U_0 par rapport au voisinage, qui était justement le potentiel de partage des électrons secondaires, ceci bien sûr en l'absence de charges d'espace. S'il était possible de mesurer directement sur la cible cette pointe de potentiel, on obtiendrait une autre mesure des vitesses d'émission des électrons secondaires, ou tout au moins leur ordre de grandeur, puisqu'on mesurerait la vitesse de partage. Le coefficient d'émission secondaire pour le mica par exemple étant bien connu en fonction de la tension d'accélération des électrons primaires depuis les très bonnes mesures de Salow, on aurait même, après cette mesure directe de la vitesse de partage, une très bonne idée de la répartition des vitesses des électrons secondaires.

Un moyen original de le faire est de promener le faisceau sur la cible. Au fur et à mesure de sa progression, le faisceau charge les parties de la surface sur lesquelles il arrive, et les électrons secondaires émis par ces parties retombent derrière le faisceau et déchargent les parties que le faisceau vient d'abandonner et qui sont demeurées à un potentiel supérieur. La pointe de charges se déplace aussi avec le faisceau le long de la cible. La cible dans son ensemble ne perd ni ne gagne de charges, puisque celles-ci ne font que se déplacer à sa surface. Aucun courant variable ne sera observé dans la connexion de la plaque métallique portant la cible. Pour observer quelque chose, il faut diviser cette plaque signal en deux parties; un signal sera alors remarqué sur l'une des demi-plaques lorsque le faisceau y arrivera ou en partira.

En effet, prenons le cas où le faisceau entre sur la zone de la cible portée par la demi-plaque reliée à l'appareil d'observation. Quand le faisceau commence à balayer cette partie, il charge positivement les éléments correspondants et tire en conséquence par capacité des charges de la demi-plaque sur laquelle on n'observait pas d'émission précédemment. Un courant croissant sera observé jusqu'à ce que tout le faisceau soit passé dans la zone couverte par cette demi-plaque. A partir de ce moment le courant diminuera, car les parties positives laissées par le faisceau derrière lui commenceront à être déchargées par les électrons secondaires retombant sur la cible. Le courant retombera à zéro lorsque toute la zone à décharger traînée par le faisceau derrière lui sera passée sur la demi-plaque reliée à l'appareil d'observation.

Les quantités observées au cours de cette expérience sont donc le courant i qui sert à la charge et qui est donné par le maximum de l'impulsion de courant observée dans la connexion de la demi-plaque, et le diamètre d du faisceau qui est donné sur l'échelle des temps par le temps qui s'écoule entre le début du signal et sa valeur maximum. De ces grandeurs on tire aisément le potentiel U_1 auquel s'est chargée la zone sous le faisceau au moyen de la relation suivante :

$$i\frac{d}{v} = U_1\frac{\varepsilon d^2}{\delta}.$$

En effet, supposons pour simplifier que la section du faisceau soit un carré de côté d, et soient v la vitesse de balayage, ε la constante diélectrique de la cible isolante et δ son épaisseur. Dans ces conditions $\frac{d}{v}$ est le temps de passage du faisceau sur son aire, et $i\frac{d}{v}$ est la charge déposée par le faisceau d'intensité i durant ce temps, qui doit naturellement être égale à la charge nécessaire pour charger le condensateur de surface d^2 au potentiel U_1. On aura donc

$$U_1 = \frac{i}{\varepsilon v}\,\frac{\delta}{d}$$

qui sera calculable puisqu'on observe i et d et qu'on connaît v, δ et ε.

2.2. Constitution du tube.

La réalisation d'un tel tube a été accomplie de la façon suivante : la cible en mica clivé fut recouverte

d'une dorure par évaporation sous vide. Puis la dorure fut rayée au moyen d'une pointe fine de 1/10ᵉ de millimètre de manière à enlever le dépôt d'or le long d'un trait de cette largeur, et l'on vérifia au galvanomètre que les deux parties de la dorure étaient désormais isolées l'une de l'autre. Comme le faisceau d'électrons avait un diamètre voisin de 1 mm, on voit que le trait de séparation était suffisamment fin.

Les deux parties dorées furent ensuite reliées à des passages de sortie différents. La partie du tube située entre le canon à électrons et la cible divisée fut munie d'un collecteur cylindrique muni d'une sortie isolée permettant soit de mesurer le courant du faisceau, soit d'introduire une modulation collecteur. Le tube est représenté schématiquement sur la figure 30 et la figure 31 en donne une photographie.

faut naturellement s'assurer si le courant du faisceau est suffisant pour charger la plaque au potentiel voulu dans le temps que dure le passage du faisceau. En effet, si le courant n'est pas assez intense, le point chargé ne peut s'élever que jusqu'à un potentiel limité par le courant. Il faut donc pour cette mesure s'arranger pour que la vitesse de balayage ne soit pas trop grande. Mais pour un balayage circulaire à une fréquence de 500 à 5 000 périodes par exemple sur un cercle de 3 cm de diamètre, ce qui donne des vitesses de 5.10^4 à 5.10^5 cm/s, les densités de courant des faisceaux des oscillographes ordinaires sont suffisantes (1 à 10 μA sur 1 mm²) pour observer une saturation de l'amplitude de l'impulsion. Si l'on augmente le courant faisceau, l'impulsion observée n'augmente plus. On mesure alors des valeurs de l'ordre de 1 ou 2 V pour la pointe de potentiel auquelle se charge l'aire bombardée.

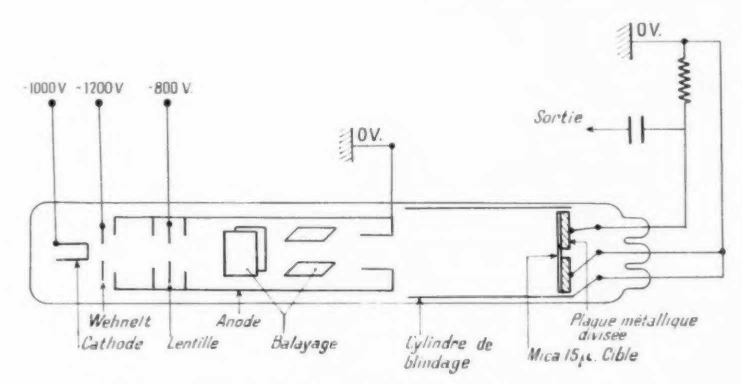


Fig. 30. — Schéma du tube expérimental à plaque signal divisée pour l'observation du pic de potentiel se trouvant au point d'impact du faisceau.



Fig. 31. — Photographie du tube à cible divisée.

2.3. Expériences.

2.3.1. Au moment d'effectuer les mesures, il

On remarque que cette valeur est bien inférieure à celle des vitesses des électrons secondaires obtenues par la méthode utilisée au cours de l'expérience précédente où il a été établi que les vitesses des électrons secondaires émis par un isolant atteignaient jusqu'à plusieurs dizaines de volts.

L'intérêt de la mesure réside dans le fait qu'elle a été exécutée dans les conditions réelles d'analyse d'une cible isolante au moyen d'un faisceau d'électrons rapides existant par exemple dans un supericonoscope et qu'elle a permis de mesurer directement sur la cible le saut de potentiel qui s'y produit au passage du faisceau.

En effet, la mesure que nous avons faite est bien exacte, puisque c'est directement le courant qui a servi à charger le point qui a été mesuré dans la connexion de la demi-plaque, mais ce n'est pas le

potentiel de partage, sans doute en raison de la charge d'espace que transporte un faisceau ayant les intensités utilisées. Nous avons mis en évidence le phénomène mais tel qu'il se produit en réalité, c'est-à-dire en présence d'une charge d'espace notable. On voit que la charge d'espace a pour effet d'empêcher le point de se charger au-dessus de quelques volts.

Ce résultat est en accord avec les mesures faites par Heimann en Allemagne et par Zworykin en Amérique, qui fixent des valeurs s'étageant entre 1 et 3 V pour le saut de potentiel au passage d'un faisceau d'analyse à électrons rapides sur la cible d'un iconoscope.

A titre de comparaison ajoutons que dans un super-iconoscope on a des courants de 0,5 μA maximum sur une section de 0,15 mm de diamètre, et qu'on balaye 800 lignes de 6 cm en 1/25e de seconde. Les densités de courant sur le spot atteignent donc 2.10^{-3} A/cm^2 et sont donc dix fois supérieures à celles calculées dans la partie théorique pour un potentiel de charge d'espace de 1 V.

2.3.2. Il est également possible de réaliser avec ce tube une autre expérience sur la charge d'éléments de la cible en appliquant une forte tension positive sur le collecteur (par impulsions).

L'observation sera effectuée de nouveau sur une demi-plaque seulement, de façon à avoir comme niveau de référence les impulsions de courant au passage du faisceau sur le bord de la demi-plaque. Comme il n'y a pas de blindage entre collecteur et cible, l'impulsion de commande du collecteur apparaît différenciée sur la cible en raison de la liaison directe par capacité collecteur cible. Cette impulsion différenciée n'est pas autrement gênante; elle se superpose au signal à observer.

On observe alors le niveau auquel se chargent les parties de la cible balayées par le faisceau lorsqu'on applique des tensions pouvant aller jusqu'à 30 V au collecteur. Et l'on trouve que ce niveau peut être plus grand que celui des impulsions de passage sur les bords de la demi-plaque, mais ne dépasse pas quelques volts, ce qui correspond à la fraction de la tension collecteur proportionnelle au rapport $\frac{d}{D}$ du diamètre du faisceau au diamètre du collecteur.

Cette expérience confirme qu'une surface de faible étendue bombardée par des électrons primaires ne se chargera pas au potentiel d'un collecteur éloigné, mais à une valeur bien plus petite, dépendant du rapport des dimensions de cette surface à celles du collecteur.

3. CONCLUSIONS RÉSULTANT DES EXPÉRIENCES FAITES AVEC LES DEUX SORTES DE TUBES ÉTUDIÉS.

Bien que les expériences rapportées dans les deux derniers paragraphes ne soient pas parfaites, elles ont toutefois permis de dégager un certain nombre d'éléments nouveaux qui ont montré la voie à suivre pour les calculs développés dans la première partie. Nous pouvons en tirer les conclusions suivantes :

3.1. Dépôt de charges par modulation de tension par rapport à un collecteur.

La charge d'une surface isolante par modulation de tension en équilibre avec un collecteur éloigné est difficile, en raison du fait que les tensions de modulation ne se retrouvent que dans une très faible proportion en charges sur la cible. Pour charger une surface isolante par équilibre avec un collecteur modulé en tension, il faut qu'il soit à proximité immédiate, ou que les dimensions des zones de bombardement soient du même ordre que celles de la distance du collecteur. Dans des tubes où la charge de la surface doit suivre avec une précision mathématique une valeur de tension variable (sans passer par une caractéristique de grille de commande d'un canon), on ne peut donc travailler qu'avec modulation de la plaque de cible devant un collecteur rapproché (grillage fin par exemple). Et dans ce cas, comme il y a une redistribution des électrons secondaires au voisinage du point d'impact et que la zone de cette redistribution n'est limitée que par le grillage, le tube fonctionnera d'autant mieux que le diamètre du faisceau sera grand par rapport à la distance cible-grillage.

3.2. Dépôt correct de charges correspondant à une modulation d'intensité du faisceau.

Pour déposer une charge sur une surface, il est préférable de se placer dans des conditions telles que l'équilibre du point bombardé ne soit pas encore atteint ou soit loin d'être atteint par rapport au collecteur. A ce moment là il n'y a encore que peu ou pas d'électrons secondaires qui retombent sur le point bombardé et il y a donc peu de chances pour qu'ils retombent à côté et modifient les reliefs de charges déposés sur les parties avoisinantes. Il vaut mieux créer à la surface de l'isolant un fort champ extracteur qui éloigne immédiatement de la surface tous les électrons secondaires émis à l'inscription. C'est seulement ainsi qu'on peut espérer arriver à déposer correctement sur un isolant un relief

de charges correspondant exactement à la modulation d'intensité d'un faisceau.

3.3. Limitations du dépôt par la charge d'espace du faisceau inscripteur.

De plus il faut toujours travailler avec des faisceaux d'intensités aussi faibles que possible, donc à faible niveau de signal, pour éviter les effets de charges d'espace.

L'expérience montre que ces effets sont désastreux, même à l'inscription. La gerbe des électrons secondaires, émis avec des vitesses faibles par rapport aux électrons incidents forme, si elle est intense, un nuage qui éclate toujours par répulsion mutuelle des électrons. Les forces ainsi développées ont été dans une large mesure estimées dans les calculs faits à la suite de ces expériences et exposés dans la première partie. Plus on veut avoir dans un tube à mémoire de capacité, donc d'éléments de mémoire séparables, et de bande passante, c'est-à-dire de vitesse d'inscription, plus les faisceaux doivent être fins et intenses pour pouvoir déposer les charges voulues (c'est-à-dire donnant des signaux au-dessus du souffle de l'amplificateur de sortie) dans le temps prescrit, et plus la vitesse d'inscription doit pouvoir être grande (ce qui demande une densité de courant importante). Tout concourt, si l'on veut pousser les performances du tube, à élever les charges d'espace. C'est la charge d'espace qui limite donc les performances de tout tube à mémoire à dépôt de charges par émission secondaire avec des faisceaux concentrés. La suite de l'étude expérimentale doit donc être en tout premier lieu orientée vers l'examen des limites pratiques de tels dépôts de charges par faisceaux concentrés.

3.4. Retrait de charges déposées sur un isolant.

L'analyse à électrons rapides est inséparable d'une redistribution d'électrons secondaires sur l'ensemble du relief de charges à analyser. Nous avons calculé cette redistribution pour un cas simple dans la première partie sans même faire intervenir les effets de charge d'espace. On voit déjà d'après ce calcul comment la zone atteinte par les électrons secondaires croît avec le relief de charge, et comment il est nécessaire d'utiliser un faisceau plus fin que la définition à atteindre pour éviter une perte de définition.

On évite à l'analyse toute redistribution sur les parties voisines du point d'impact en faisant régner un fort champ extracteur à la surface de l'isolant. Mais ceci n'est possible qu'avec des électrons lents, qui déchargent la surface jusqu'au potentiel de leur cathode d'émission et l'y maintiennent. Si l'on veut avoir une analyse convenable, il faut donc lire à électrons lents. Ceci est d'ailleurs également indispensable pour maintenir le champ extracteur nécessaire pour ne pas perdre de définition à l'inscription.

3.5. Conditions requises pour que le dépôt et le retrait de charges s'effectuent avec une définition limitée uniquement par les diamètres des faisceaux.

Pour que la définition ne soit limitée à l'écriture comme à la lecture que par les diamètres des faisceaux on ne peut qu'inscrire le signal positivement à électrons rapides et le lire à électrons lents en ramenant la surface à son potentiel antérieur, ce qui permet d'être sûr de lire exactement le signal qui a été déposé.

Nous nous efforcerons de réaliser pour commencer une mémoire permettant d'inscrire un signal sous forme de charges et de le restituer une fois convenablement. C'est le problème de base de tout dispositif à mémoire. Les expériences qui vont suivre doivent donc être orientées vers l'examen des limites physiques de l'inscription par électrons rapides dans un champ extracteur et de la lecture par électrons lents ou ralentis.

4. MESURE DE LA TENSION OU L'ÉMISSION SECONDAIRE ATTEINT 1. DÉCHARGE D'UN ISOLANT PAR DES ÉLECTRONS LENTS TOMBANT SOUS UNE INCIDENCE OBLIQUE. ÉQUILIBRE INDÉFINI D'UNE IMAGE A DEUX TEINTES.

4.1. Constitution du tube.

Nous devons donc construire un tube permettant une inscription en positif dans un champ extracteur fort, afin d'éliminer la charge d'espace, et une lecture par électrons lents, pour avoir une bonne lecture et maintenir l'isolant à un potentiel inférieur à celui de son entourage.

Pour ne pas avoir à se servir d'un canon à électrons lents du type employé dans l'image-orthicon, avec ses champs de concentration et ses balayages magnétiques, il est préférable d'utiliser un canon à électrons rapides d'un type courant, et de ralentir le faisceau au voisinage de la cible.

Ceci était effectué avec l'aide d'un grillage à mailles fines tendu à proximité de la cible et porté à la haute tension positive du canon. La plaque

portant la cible était reliée à un potentiel voisin de la cathode. Le champ homogène s'établissant entre les deux servait à ralentir les électrons du faisceau jusque sur la cible. Si l'on portait la cible à un potentiel d'une centaine de volts au-dessus de celui de la cathode, les électrons bien que ralentis avaient encore assez d'énergie pour provoquer une émission secondaire de taux supérieur à 1, et il y avait inscription en positif. Si la cible était portée à un potentiel très voisin de la cathode, les électrons avaient une émission secondaire de taux inférieur à 1 et déchargeaient la cible jusqu'au potentiel de la cathode, il y avait lecture. On pouvait donc, en mettant des polarisations différentes sur la cible se servir du canon pour écrire et pour lire.

placer le canon de côté, en l'inclinant sur l'axe du tube.

Dans ces conditions, en opération lecture par exemple, les électrons arrivant sous incidence oblique sur la cible étaient réfléchis dans l'espace grille-cible et sortaient de nouveau du grillage, ayant cette fois une direction symétrique de leur direction d'arrivée par rapport à l'axe du tube. On pouvait donc les recueillir sur un collecteur placé symétriquement à l'orifice du canon par rapport à l'axe du tube et observer le signal lu sur la cible sous forme de manques d'électrons, les électrons du faisceau utilisés pour décharger les points de la cible chargés positivement à l'écriture n'apparaissant plus sur le collecteur.

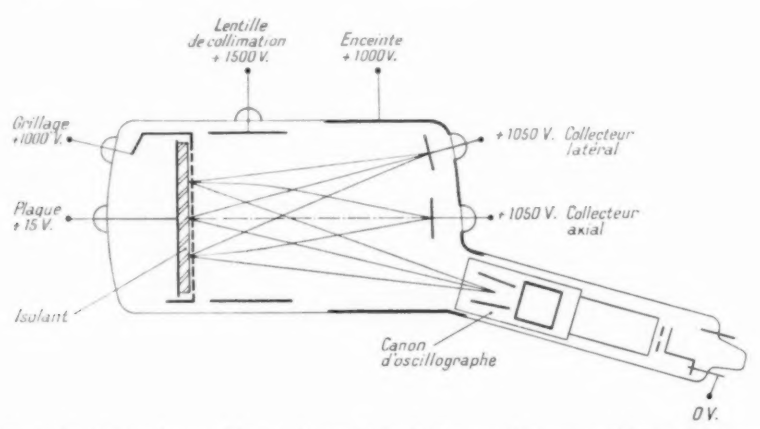


Fig. 32. — Schéma d'un tube à mémoire expérimental pour l'inscription par électrons rapides et la lecture par électrons lents, avec collecteurs dans le fond du tube et lentille de collimation.

Pour avoir la possibilité de permuter rapidement écriture et lecture, par exemple au moyen d'impulsions de tension appliquées au dos de la cible, il fallait prévoir un moyen pour observer le signal en dehors de la cible en mesurant le courant d'électrons secondaires et d'électrons réfléchis.

Or, les électrons se trouvant au voisinage de la cible ont de faibles vitesses, soit parce qu'ils ont été ralentis, ont déchargé la surface jusqu'à la tension de cathode et ont été ensuite réfléchis par la cible, soit parce que ce sont des électrons secondaires. Ils se trouvent donc accélérés par le champ extracteur vers le grillage et l'ayant traversé, vont se perdre dans le fond du tube en faisant route en sens inverse des électrons incidents du faisceau. On peut donc placer un collecteur pour les recevoir au fond du tube, du côté canon.

Pour que le collecteur ne coïncide pas avec l'orifice de la boîte à plaques du canon, il était indiqué de

La figure 32 indique schématiquement la constitution du tube.

Il est important que, quelle que soit la position du faisceau sur la cible, c'est-à-dire de l'angle de déflection dû au balayage, les électrons se présentent sous la même incidence à la traversée du grillage. Sinon, ils sont réfléchis plus ou moins loin de la cible selon leur incidence. Pour cela il est possible d'installer une lentille de collimation entre le grillage et le canon, qui est ajustée de telle sorte que son plan focal passe par le centre de déflection du balayage. Le faisceau attaque alors la grille sous un angle pratiquement invariable quelle que soit sa position. La lentille peut être réalisée sous la forme d'un cylindre métallique d'une certaine hauteur placé au voisinage de la grille et relié à un potentiel convenable.

Ainsi, quelle que soit la position du faisceau sur la cible, il est introduit dans l'espace de freinage

sous un angle constant. Après réflexion sur la cible, le faisceau sortira donc également de cet espace sous un angle constant et sera de nouveau soumis à l'action de la lentille qui le dirigera vers un point sensiblement symétrique du centre de déflexion. On assure ainsi avec la même lentille une concentration des électrons réfléchis sur le collecteur.

Au moment de l'effacement d'une charge positive par le faisceau d'analyse à électrons lents, ce faisceau touche la surface et émet quelques électrons secondaires. Ces électrons secondaires sont accélérés perpendiculairement au grillage vers ce dernier et la lentille de collimation les concentre dans son plan focal, mais sur l'axe du tube, où il y a donc possibilité de les recueillir séparément sans recueillir en même temps les électrons de lecture réfléchis. C'est le rôle du second collecteur représenté sur la figure 32, et qui peut être ou ne pas être placé dans le tube, selon les besoins.

Les photographies reproduites aux figures 33 et 34 représentent plusieurs tubes exécutés sur le principe

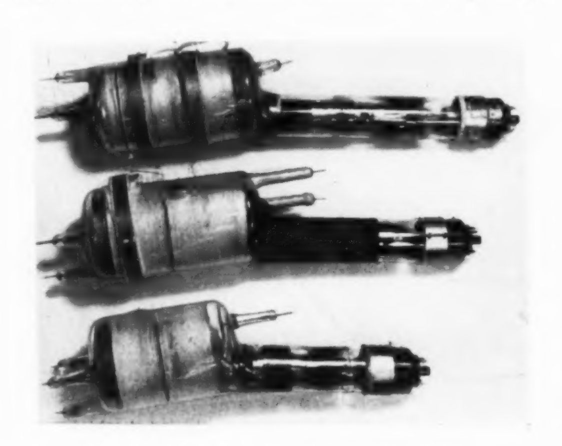


Fig. 33. — Tubes d'essais pour inscription par électrons rapides et lecture par électrons lents.

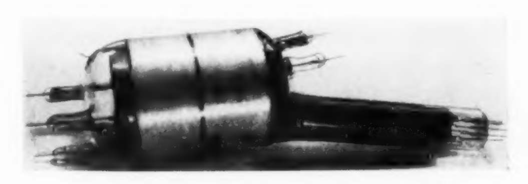


Fig. 34. — Autre tube d'essais pour inscription par électrons rapides et lecture par électrons lents.

que nous venons de décrire. Ces tubes ont servi à faire les expériences dont nous allons maintenant rendre compte.

4.2. Expériences.

4.2.1. Mesure du point V_1 où l'émission secondaire devient égale a 1. — Le tube permet tout d'abord une mesure précise du point V_1 où l'émission secondaire devient égale à 1. En effet, si l'on donne à la plaque portant la cible une polarisation positive par rapport à la cathode supérieure à cette valeur V_1, l'émission secondaire sera supérieure à 1, la surface se chargera au haut potentiel du grillage et les électrons secondaires, ne traversant plus le grillage qu'avec des vitesses de quelques volts seront arrêtés par le champ de la lentille de collimation, qui est portée à un potentiel de plusieurs centaines de volts inférieur. Ces électrons ne pourront donc plus gagner le collecteur, où l'on n'observera pas de courant. En revanche au-dessous du point V_1, la cible sera déchargée jusqu'à zéro, et les électrons réfléchis, réaccélérés à grande vitesse, pourront traverser la lentille de collimation et gagner le collecteur.

Si α est l'angle sous lequel est introduit l'électron dans l'espace de freinage entre le grillage et la cible, il aurait, à son point de rebroussement, une vitesse tangentielle correspondant à l'énergie $\alpha^2 U$, U étant la tension du grillage, c'est-à-dire ici la haute tension du tube.

Il faut donc porter la plaque de cible au moins à ce potentiel pour que les électrons l'atteignent. La différence entre le potentiel qu'on mesurera pour V_1 et ce potentiel sera l'énergie correspondant à la composante de la vitesse perpendiculaire à la plaque, de sorte qu'on aura ainsi une mesure de l'angle d'incidence de l'électron au moment où il touche la plaque; de toute façon la polarisation mesurée par rapport à la cathode correspond exactement à l'énergie cinétique de l'électron à l'impact.

Les tubes du haut et du bas de la figure 33 avaient une cible en willemite, matière fluorescente qui, sous forme de poudre, a une résistivité de l'ordre de 10^{10} à 10^{11} Ω-cm. Elle joue donc le rôle d'un isolant si l'on n'exige pas des temps de mémoire trop longs. Elle avait l'avantage d'indiquer en brillant, si le point était chargé au potentiel du grillage ou à zéro. Le tube du milieu de la figure 33 et celui de la figure 34 avaient des cibles en mica, pour avoir un bon isolement et éviter une perforation.

Les mesures donnèrent, pour un angle α dont la tangente était $\frac{1}{7}$ pour tous les tubes et une tension de 1000 V, soit une vitesse tangentielle correspondant à

$$\alpha^2 U = 20 \text{ V}$$

des valeurs

$$V_1 = 69 \text{ à } 74 \text{ V pour la willemite}$$

et

$$V_1 = 29 \text{ à } 31 \text{ V pour le mica,}$$

soit donc des composantes de vitesse perpendiculaires à la plaque correspondant à des énergies de 50 et 10 V respectivement.

A titre de renseignement complémentaire, il faut mentionner que le point V_1 a été mesuré pour le verre avec une méthode moins précise et un tube moins élaboré, et que nous avons trouvé pour le point V_1 du verre une valeur comprise entre 65 et 80 V en incidence normale (telle était la marge d'erreur de la mesure).

Il est à remarquer que la mesure faite avec le tube de la figure 32 est absolument indépendante de la charge d'espace et ne peut être faussée par celle-ci en raison du fort champ régnant entre la cible et le grillage au moment de l'impact des premiers électrons.

La mesure de ces potentiels V_1 est utile pour connaître les polarisations à donner aux cibles dans tous tubes où l'on procède à la lecture par électrons ralentis.

4.2.2. Essais de charge de la cible par électrons rapides et de décharge subséquente par électrons lents. — Le faisceau étant maintenu à intensité constante mais déconcentré sur le même point sans balayage, on porte la cible alternativement à un potentiel supérieur et inférieur au point V_1 et l'on observe le courant arrivant sur le collecteur. On s'arrange naturellement pour y recueillir, non seulement les électrons primaires réfléchis à la décharge, mais aussi les électrons secondaires émis à la charge et qui sont envoyés par la lentille de collimation vers l'axe du tube.

La figure 35 fera mieux comprendre l'expérience. La partie de gauche représente les différents états de charge de la cible reportés dans la courbe d'émission secondaire. Au-dessous de l'axe des abscisses est tracé dans le même graphique la forme des impulsions de tension appliquées sur la plaque de la cible.

La partie droite de cette figure représente l'allure du courant en électrons recueilli sur le collecteur tel qu'il fut observé sur l'oscillographe, avec, en synchronisme de nouveau pour comparaison les impulsions de tension appliquées sur la cible.

Pendant les périodes de charge, le courant émis par la cible monte à $\eta_i i$, η_i étant le coefficient d'émission secondaire, et la surface de la cible se charge positivement en variant son potentiel de la quantité ΔU.

Lorsqu'on ramène la plaque de cible à zéro, les électrons ralentis du faisceau commencent par être utilisés pour décharger la cible et le courant recueilli sur le collecteur tombe à zéro. Puis lorsque la décharge est faite, il remonte à sa valeur habituelle i_p qui est celle du faisceau primaire réfléchi.

Les surfaces limitées par la courbe au-dessus et en dessous de cette valeur moyenne représentent les charges déposées et enlevées et sont égales entre elles.

En augmentant l'amplitude des impulsions de tension, on voit croître l'impulsion de courant $\eta_i i_p$,

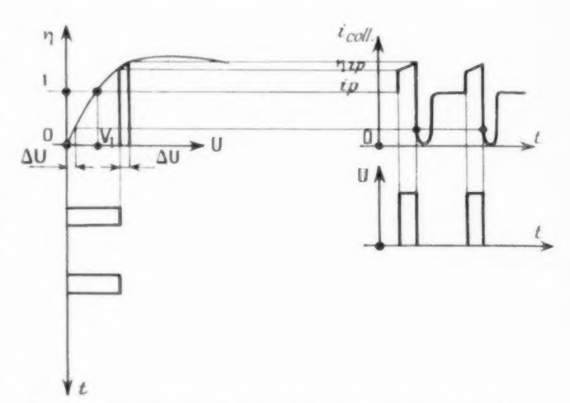


Fig. 35. — Charge d'un isolant par électrons rapides, et décharge par électrons lents; courant recueilli sur le collecteur.

c'est-à-dire qu'on observe l'accroissement du taux d'émission secondaire avec la tension au-dessus du point V_1.

Cette expérience prouve la possibilité de décharger une surface avec des électrons ralentis ayant une vitesse notable mais inférieure à V_1, même dans la direction tangentielle à la surface.

4.2.3. Observation indéfinie en télévision d'une image correspondant aux deux états de charge stables de la surface. — Nous avons vu que la surface isolante avait deux états stables : soit au potentiel de la cathode du canon, soit au potentiel du grillage. Un bombardement de la cible par des électrons maintient indéfiniment ces deux états. Une portion de cible chargée par exemple au potentiel de la cathode, et qui par suite d'un défaut d'isolation par exemple tendrait à gagner quelques volts de tension positive, serait ramenée au potentiel de la cathode par les électrons incidents. De même une

portion de cible au potentiel du grillage qui tendrait à se décharger serait ramenée par émission secondaire à ce haut potentiel.

Il est possible de rendre visible à l'œil nu sous forme d'une image une répartition de charges de ce genre sur la surface. On bombarde d'électrons la surface en se servant d'un balayage de télévision par exemple, et l'on recueille sur le collecteur, ou sur la plaque, le signal de vision correspondant qu'on envoie moduler le faisceau d'un oscillographe balayé en synchronisme. On y voit alors apparaître le relief de charges sous forme de zones claires ou sombres, soit une image à deux teintes, qui peut être restituée aussi longtemps qu'on le désire, puisque le balayage de lecture ne modifie pas l'image, mais au contraire la conserve et la régénère.

On dispose ainsi d'un appareil générateur d'une image à deux tonalités pouvant fonctionner indéfiniment.

Pour la charge préalable de la surface, c'est-à-dire l'inscription de l'image, le même canon avait servi, en portant la cible au-dessus du point V_1 et en bombardant les parties que nous désirions voir chargées au potentiel du grillage. Nous avons ainsi tracé par exemple une ligne sur la cible. Puis le faisceau étant coupé, on reportait la cible au potentiel de la cathode et l'on appliquait le balayage de télévision.

Nous avons ainsi observé l'image à la lecture une heure durant sans qu'il ne se produise aucune modification apparente avec une cible en mica. Le courant étant coupé la nuit, l'image réapparaissait à la reprise de l'expérience le lendemain à peine modifiée. Ainsi par exemple, une ligne de 1 mm s'était élargie à 2 mm par suite d'écoulement des charges en l'absence de faisceau lecteur.

1.3. **Définition**.

La définition dans un tube de ce genre restituant une image à deux teintes est limitée par la distance grillage-cible, puisqu'on se trouve en équilibre avec le grillage pour l'un des états de charge. Mais comme il n'y a pas de redistribution d'électrons secondaires sur la cible en raison du fort champ existant entre le grillage et les points non chargés, on atteint pour le point élémentaire un diamètre minimum de l'ordre d'une à deux fois la distance grillage-cible. Ce résultat est en parfait accord avec les conclusions de l'étude de la cinquième configuration faite dans la partie théorique. Nous avions vu là qu'une bande chargée en présence d'un grillage porté à un haut potentiel positif n'atteignait un potentiel d'équilibre de l'ordre du potentiel du grillage que si sa largeur était au moins égale à la distance cible-grillage.

1.4. **Diffusion par le grillage des électrons réfléchis**.

Entre le grillage et la cible il y a un champ de l'ordre de 1000 V/mm. De l'autre côté du grillage, il y a un champ en sens inverse de plusieurs centaines de volts par centimètre. Chaque maille du grillage constitue donc une petite lentille, qui diffuse le faisceau des électrons réfléchis, comme de la lumière passant à travers une surface de verre dépoli. Nous avons mesuré le cône de diffusion dans un cas précis au moyen du tube du bas de la figure 33, où le collecteur était recouvert de couche fluorescente. Pour une maille de 0,125 mm de côté et une distance cible-grillage de 0,3 mm, le cône de diffusion avait à 15 cm du grillage (distance grillage-collecteur) un cercle de base de 4 cm de diamètre, qui couvrait tout le collecteur, le faisceau étant fixe et la lentille étant portée au potentiel nécessaire pour une bonne collimation.

Une façon de réduire cet effet est de multiplier le nombre de mailles du grillage pour une même distance à la cible, ou bien encore de diminuer le potentiel du grillage par rapport à la cible.

5. TUBE BI-CANON POUR INSCRIPTION ET LECTURE SIMULTANÉES DE FAIBLES SIGNAUX.

5.1. **Constitution du tube**.

Avec un tube à canon unique, on doit inscrire, puis modifier le potentiel de la cible, puis lire, et l'on ne peut observer qu'une image restant indéfiniment. Une charge faible est en effet effacée par le faisceau lecteur avant qu'on ait eu le temps matériel de l'observer.

Pour réaliser simultanément l'inscription et la lecture il est possible de placer dans le tube un second canon servant à l'inscription, le premier ne servant plus alors qu'à la lecture. La cible est comme précédemment reliée à la cathode du canon de lecture. La cathode du canon d'inscription est portée à un potentiel inférieur à la cible, de sorte que pour la cible les électrons arrivant du canon d'inscription soient rapides. L'inscription et la lecture peuvent alors se faire au même moment avec les deux canons. Le signal de sortie peut être observé soit sur la plaque de cible, soit sur un collecteur écarté de l'axe et symétrique du canon de lecture, vers lequel sont

concentrés par la lentille de collimation les électrons de lecture réfléchis. Pour cette raison, le canon de lecture est placé de côté comme dans le tube précédent, et le canon inscripteur est placé dans l'axe.

La figure 36 représente un schéma de ce tube, montrant le canon supplémentaire situé dans l'axe. Pour des raisons de commodité, le canon d'inscription est une simple triode, avec concentration et déviation magnétiques. Le canon de lecture par contre a une concentration électrostatique, mais

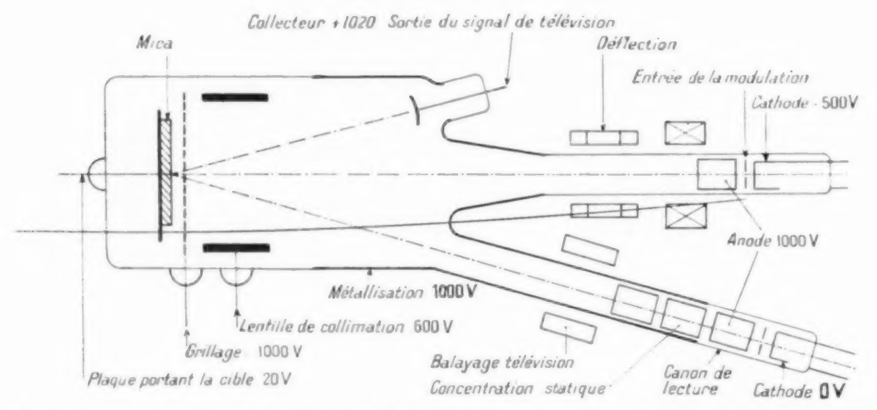


Fig. 36. — Tube à mémoire expérimental pour inscription par électrons rapides, et lecture à électrons lents en télévision.



Fig. 37. — Tube bicanon à grillage pour inscription par électrons rapides et lecture en télévision par électrons lents.



Fig. 38. — Assemblage grille-cible et canons du tube de la figure 37.

une déflection magnétique. Les figures 37 et 38 représentent des vues du tube, des deux canons, et de l'assemblage grillage-cible.

Il est à noter qu'on a dans ce tube une séparation électronique des signaux d'inscription et de lecture. En effet, le faisceau d'inscription donne naissance à des électrons secondaires sans grandes vitesses initiales, qui sont accélérés perpendiculairement au grillage et concentrés par la lentille dans l'orifice du canon axial. Ils ne tombent donc pas sur le collecteur. Ce dernier ne reçoit donc que les électrons de lecture réfléchis, qui portent uniquement le signal

de lecture, si l'on tient la diffusion par le grillage dans des limites convenables.

5.2. Expériences.

Avec ce tube, il est possible de déposer de faibles reliefs de charges, et de les enlever complètement à la lecture avec des électrons d'incidence oblique. C'est ce qu'on a vérifié avec un faisceau inscripteur fixe de faible intensité qu'il était possible de concentrer ou de déconcentrer en observant l'image du spot donné par les électrons de lecture sur l'oscillographe de restitution. Il était important d'observer que même avec des inclinaisons du canon de lecture sur l'axe de l'ordre de $\frac{1}{4}$ comme c'était le cas ici, et avec des tensions de 1000 V, c'est-à-dire avec des vitesses tangentielles de l'ordre de 60 V, on arrivait encore à décharger à incidence rasante.

Le faisceau d'inscription une fois concentré, on pouvait en augmenter l'intensité, ce qui amenait le point bombardé à se charger au potentiel du grillage, les électrons de lecture étant insuffisants pour enlever les charges. En agissant sur la déflection, on pouvait déplacer le faisceau inscripteur, qui laissait derrière lui sur l'écran d'observation une trace indélébile indiquant sa route.

A la suite de ces expériences il nous a paru utile de nous demander si l'on ne pouvait pas se passer du grillage pour le cas où l'on ne dépose que de faibles signaux, en fermant le champ extracteur au moyen d'une lentille de collimation plus élaborée. C'est l'objet des expériences suivantes.

6. ANALYSEUR A ÉLECTRONS RALENTIS SANS GRILLAGE.

6.1. Construction du tube.

La figure 39 représente le schéma de l'appareil.

La construction de ce tube nécessite une plaque de mica, métallisée d'un côté, et de laquelle furent enlevées avec une pointe certaines parties de la métallisation en y traçant des lettres et des échelles graduées. Cette cible fut placée dans le tube en mettant la face métallisée du côté où arrivait le faisceau d'analyse.

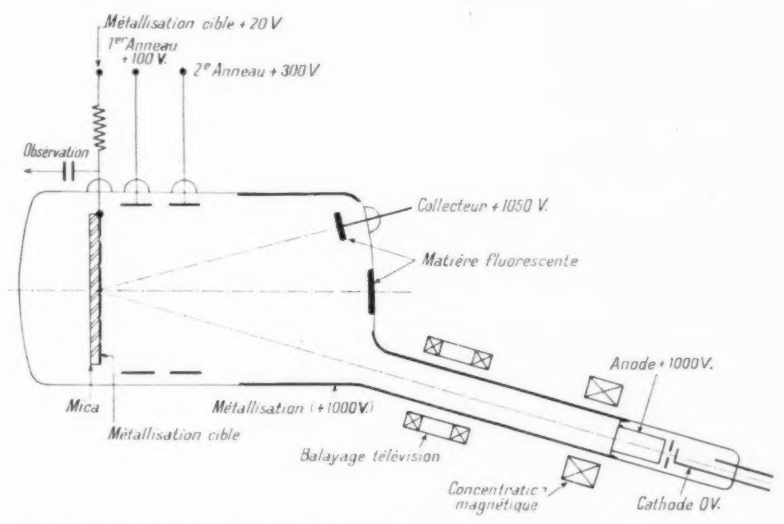


Fig. 39. — Schéma du tube pour expériences d'analyse par électrons ralentis.

La lentille de collimation est formée de deux anneaux qu'on peut porter à des potentiels appropriés.

Le canon est placé de côté, afin de dégager la face du tube; un écran fluorescent a été placé pour observer les électrons secondaires. Un collecteur est situé symétriquement au canon par rapport à l'axe, et est également recouvert de matière fluorescente pour y observer le diamètre de la tache formée par les électrons primaires réfléchis.

6.2. Expériences.

La métallisation de la cible exposée aux électrons était portée à un potentiel à peine supérieur à celui

de la cathode. Elle formait ainsi une électrode plane dans le fond du tube, et y faisait régner le potentiel voulu pour ralentir les électrons. Les anneaux se trouvaient à des potentiels intermédiaires et décroissants, de la métallisation de l'enveloppe, portée à la haute tension, à la cible.

Les électrons, ralentis, arrivaient sur les parties métallisées de la cible et y étaient recueillis à faible vitesse. Ils arrivaient aussi à faible vitesse sur les parties non métallisées du mica et les chargaient rapidement négativement jusqu'à réflexion totale.

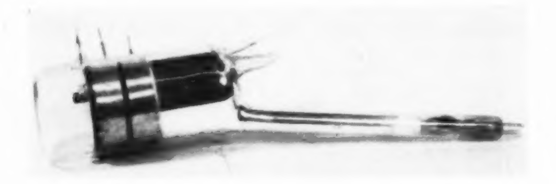


Fig. 40. — Tube pour expériences d'analyse par électrons ralentis.

Ces résultats encourageants nous ont conduit à construire un bi-canon sans grillage, qui allait nous servir en premier à observer la charge d'espace qui entoure le point bombardé lorsque le faisceau d'inscription est intense.

7. TUBE A DEUX CANONS SANS GRILLAGE POUR OBSERVATION DE LA CHARGE D'ESPACE ENTOURANT LE POINT D'IMPACT D'UN FAISCEAU.

7.1. Constitution du tube.

Ce tube est en principe conforme au précédent à électrons ralentis sans grillage, mais comporte un canon de plus pour l'inscription. La cible est naturellement isolante du côté exposé aux électrons et métallisée de l'autre côté pour fixer son potentiel et éventuellement extraire le signal video. Le tube est également muni d'un collecteur écarté de l'axe pour recueillir les électrons primaires

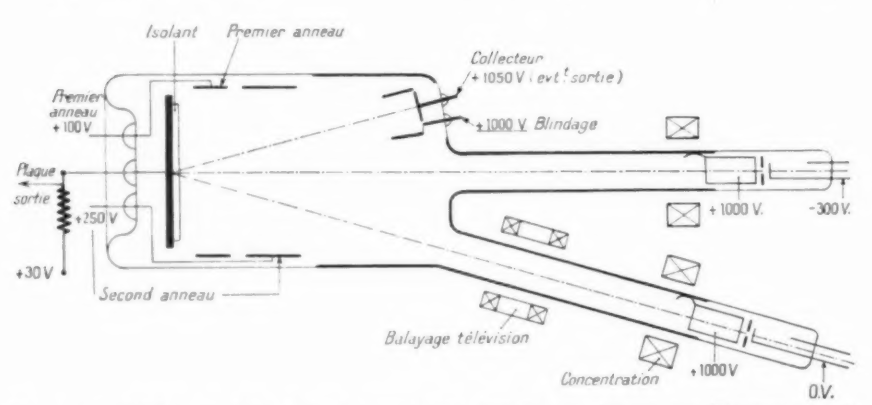


Fig. 41. — Schéma du tube à deux canons sans grillage avec lecture par électrons ralentis.

Le faisceau était balayé en télévision et le signal recueilli sur la métallisation de cible. Il était formé par les électrons tombant uniquement sur les parties métallisées, dont on pouvait ainsi restituer l'image. Celle-ci était assez fine, et les traits tracés sur la cible peu grossis, par rapport à l'analyse en électrons rapides.

Pour la meilleure répartition des tensions appliquées aux anneaux, on pouvait utiliser plus de la moitié du diamètre de la cible, avec toutefois une certaine distorsion géométrique aux bords.

Les taches observées sur les écrans fluorescents étaient bien séparées; celle formée sur le collecteur avait 5 mm de diamètre, l'autre formée sur la face du tube dans l'axe avait 2 ou 3 cm.

réfléchis. Ce collecteur est entouré d'un anneau métallique de blindage relié à un potentiel fixe, dont la fonction est d'empêcher les électrons secondaires émis dans la base du tube par les électrons qui reviennent de l'inscription vers le canon central d'arriver sur le collecteur, ce qui assure la séparation des signaux d'inscription et de lecture.

Le schéma de la figure 41 fera mieux comprendre la disposition des éléments. Le tube lui-même est représenté à la figure 42.

7.2. Expériences.

Pour commencer nous avons écrit un point fixe avec un faisceau de faible intensité. Nous avons lu

avec des électrons ralentis en balayant toute la surface de la cible en télévision. Le signal video fut observé directement sur la métallisation de la cible. Sur un champ gris sensiblement uniforme apparaissait un point noir correspondant au point d'impact du faisceau primaire. Si la concentration du faisceau primaire était modifiée, ce point changeait de forme. Le faisceau étant convenablement concentré, le point observé sur l'écran de restitution avait une grandeur comprise entre une et deux fois le diamètre du faisceau d'inscription tel qu'on pouvait l'attendre du canon utilisé. Ce canon donnait à 1000 V un faisceau compris entre 0,5 et 1 mm de section pour quelques microampères, diamètre qui ne diminuait pas sur ce type de canon rapidement

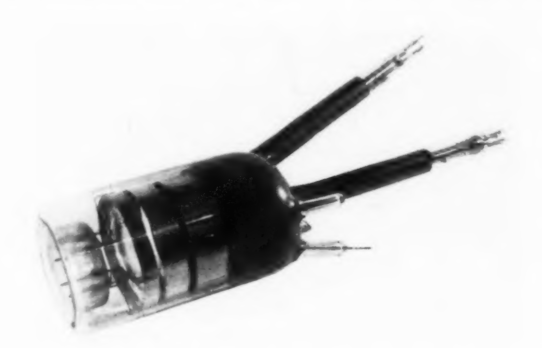


Fig. 42. — Tube à deux canons sans grillage avec lecture par électrons ralentis.

construit au laboratoire si l'on abaissait le courant, en raison des imperfections de construction.

On voit donc qu'on obtient, par inscription en électrons rapides et lecture en électrons lents, une définition correspondant vraiment à celle des faisceaux, point essentiel qu'il était fort important de prouver expérimentalement et qui confirme nos développements théoriques.

Naturellement, quand on écrit avec un faisceau de largeur finie, et qu'on lit avec un faisceau ayant aussi une largeur finie, la même par exemple, la définition résultante sera voisine du double de la largeur d'un faisceau. C'est ce qui explique la perte de définition dans un rapport 2 observée dans l'image résultante par rapport à la définition du canon individuel. (L'oscillographe de restitution avait naturellement une définition notablement supérieure.)

Pour continuer nous avons augmenté l'intensité du faisceau. Nous avons alors vu sur l'écran de restitution le point noir correspondant au point d'impact du faisceau s'entourer d'une ceinture de charges blanches, donc de polarité inverse, correspondant à la retombée des électrons secondaires au voisinage du faisceau sous l'effet de la charge d'espace.

On peut donc ainsi observer réellement le nuage de charge d'espace et voir quand il apparaît et comment il croît graduellement lorsqu'on augmente l'intensité du faisceau.

Ces expériences ont permis de confirmer la théorie exposée dans la première partie de ce travail et les ordres de grandeur des densités de courant de bombardement à partir desquelles apparaissait la charge d'espace, tels qu'ils ont été délimités par le calcul. Les ordres de grandeur prévus par le calcul se sont, au cours de ces expériences, trouvés vérifiés et confirmés.

7.3. **Mesure exacte du courant inscripteur et de la définition.**

7.3. Méthode de mesure. — Le faisceau inscripteur repose à intensité constante sur un point fixe de la cible sans balayage. Le faisceau lecteur balaye un diamètre entier de la cible à 50 cycles et enlève au passage les charges déposées par l'autre faisceau.

La métallisation de cible est reliée à une résistance de charge, la tension qui y apparaît est amplifiée dans un amplificateur de gain connu dont la sortie alimente un oscillographe balayé à 50 périodes en synchronisme avec le faisceau lecteur. Sur l'oscillographe apparaît le souffle de l'amplificateur et l'impulsion produite lorsque le faisceau de lecture passe au point où le faisceau inscripteur dépose régulièrement sa charge. La charge déposée par ce dernier entre deux passages successifs du faisceau lecteur est alors enlevée. La figure 43 donne le schéma de l'expérience.

7.3.2. Mesure du courant du faisceau inscripteur. — On mesure le gain de l'amplificateur et la tension à injecter à l'oscillographe pour avoir une déflection donnée. Le tube est réglé pour avoir une impulsion ayant le niveau de sortie désiré, par exemple 10 fois le souffle de l'amplificateur. On mesure l'amplitude de l'impulsion sur l'oscillographe et l'on en déduit le nombre de microvolts sur la résistance de charge, donc l'amplitude crête du courant y passant lors de l'impulsion.

La largeur de l'impulsion à mi-hauteur sur l'oscillographe est relevée par rapport à la longueur de la base décrite sur l'oscillographe qui représente 1/50e de seconde.

En multipliant le courant de crête par la durée de l'impulsion à mi-hauteur, on obtient l'ordre de grandeur de la quantité de charge enlevée au passage du faisceau lecteur.

7.3.3. Mesure de la section des faisceaux. — La longueur de la piste balayée sur la cible du tube à mémoire est connue, ainsi que celle balayée sur l'oscillographe d'observation. La division de la longueur de la base sur l'oscillographe par la largeur de l'impulsion à mi-hauteur, donne le nombre à la moitié de la largeur de l'impulsion à mi-hauteur, réduite aux dimensions de la piste mémoire.

7.3.4. Résultats. — Au cours de l'expérience, la tension était de 10^{-4} V, à l'entrée de l'amplificateur sur une résistance de charge de $3{,}3.10^{5}\ \Omega$, ce qui donne un courant crête de 3.10^{-10} A. La largeur de l'impulsion a mi-hauteur était 2,3 mm sur l'oscillographe, pour une base de 80 mm parcourue en 1/50ᵉ de seconde qui correspondait à une piste de 60 mm sur la cible isolante. La durée de l'im-

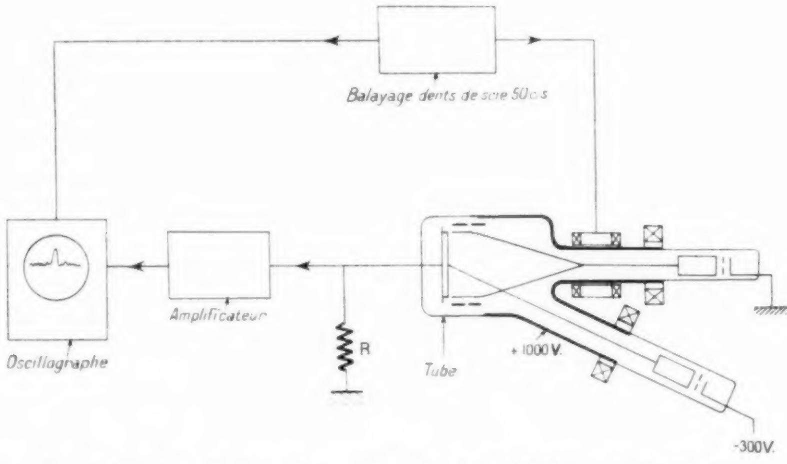


Fig. 43. — Montage pour la mesure du courant inscripteur et de la définition dans le tube bi-canon de la figure 42.

de points séparables, ou d'éléments de mémoire du tube.

En supposant les diamètres et les densités des deux faisceaux sensiblement égaux, on en déduit



Fig. 44. — Autre version du tube bi-canon avec lecture par électrons ralentis.

le diamètre du pinceau d'écriture, car l'opération lecture a pour effet d'élargir l'extension apparente de la charge d'un facteur voisin de 2. Le diamètre du faisceau inscripteur correspond donc à peu près

pulsion était donc

$$t = \frac{1}{50}\,\frac{2{,}3}{80} = \frac{2{,}3}{4\,000} \quad (\mathrm{s})$$

et le diamètre du faisceau

$$d = \frac{1}{2}\,\frac{2{,}3}{80} \times 60 = \frac{7}{8} \quad (\mathrm{mm}),$$

la quantité d'électricité enlevée chaque fois était ainsi de

$$q = i_{\text{crête}}\, t = \frac{7}{4} \times 10^{-13}\ \text{cb}.$$

Cette quantité d'électricité est déposée en 1/50ᵉ de seconde par un courant inscripteur moyen de

$$i_{\text{inscription}} = \frac{7}{4} \times 10^{-13}\ \text{cb}.50\ \text{s}^{-1} = 0{,}9.10^{-11}\ \text{A}.$$

Pour travailler avec des courants d'inscription notablement plus forts nous avons ensuite modulé le canon d'inscription avec des impulsions de 1 μs se renouvelant tous les 1/500ᵉ de seconde, c'est-à-dire

qu'il y en avait 10 entre deux passages successifs du faisceau de lecture. Nous pûmes reproduire la même figure sur l'oscillographe de contrôle sans observer que l'impulsion se fut élargie. Le courant du faisceau instantané était alors de

$$i_{\substack{\text{inscription}\\ \text{crête}}} = \frac{7}{4} \times 10^{-13}\ \text{cb}\ \frac{1}{10.10^{-6}\ \text{s}} = 1,8.10^{-8}\ \text{A}$$

puisque la même charge que précédemment était déposée en 10 μs au lieu de 1/50e de seconde.

On voit que si l'on travaille à de tels niveaux de courants de faisceaux on est encore au-dessous des densités de courants dangereuses à cause de l'apparition de la charge d'espace, puisque nous avons des sections de faisceaux de 0,5 mm², et que nous avons vu dans les calculs théoriques que la charge d'espace apparaissait vers des densités de bombardement de 1 μA/mm².

Nous vérifiâmes alors en augmentant le courant d'inscription, qu'on pouvait faire grandir l'impulsion d'un facteur 10 à 30 en amplitude sans qu'elle s'élargît, mais qu'au-delà d'un facteur 100 l'élargissement devenait visible. A ce moment la densité de bombardement à l'inscription était bien de l'ordre de 1 μA/mm².

Pour finir nous ajouterons que la cible en mica clivé avait une épaisseur de 20 μ. Ainsi le condensateur élémentaire de 0,5 mm² avait une capacité de $\frac{7}{4} \times 10^{-12}$ F et était chargé en 1/50e de seconde par la charge de $\frac{7}{4} \times 10^{-13}$ Cb à 1/10e de volt. Avec un courant d'inscription 10 à 30 fois plus fort, la surface se serait chargée à 1 ou 3 V. On voit l'ordre de grandeur des reliefs de charges qu'on utilise.

En définitive, nous avons ainsi délimité par des mesures précises tous les ordres de grandeur des niveaux de sortie, des courants d'inscription, des sections de faisceaux et des densités de bombardement qu'on doit employer pour opérer convenablement le dépôt de charges par électrons rapides et la lecture par électrons lents.

APPLICATION.

Transport à distance d'une image panoramique radar par voie téléphonique.

Pour transmettre une image radar à distance il faudrait normalement utiliser un émetteur à très haute fréquence susceptible de passer une bande de 2 Mc/s, le signal radar ayant des impulsions de 1 μs. Mais en examinant l'image, et en tenant compte du fait qu'elle ne se renouvelle qu'à la cadence de rotation de l'antenne, c'est-à-dire par exemple une fois en 7 s, on s'aperçoit qu'une bande de fréquence beaucoup moins grande suffit pour la retransmission, et que notamment la bande téléphonique suffit pour faire passer une image dont la définition est celle des tubes indicateurs panoramiques.

En effet, si l'on considère pour fixer les idées qu'une antenne a 1 degré d'ouverture de pinceau, il y aura 360 lignes radiales différentes dans l'image panoramique. Chacune de ces lignes dure 1/50e de seconde car l'antenne fait 1 tour en 7 s. Si nous admettons que la ligne téléphonique par où l'on veut faire passer l'image a une bande de 3 500 c/s, on voit qu'on dispose de 70 c/s en 1/50e de seconde, durée de laligne, c'est-à-dire qu'on aura une définition de 140 points au rayon et de près de 300 sur un diamètre ce qui est considéré comme suffisant.

Le tube que nous avons décrit en dernier peut être utilisé pour cette application. Il s'agit d'un tube à mémoire comprenant une cible isolante et deux canons, l'un pour l'inscription des signaux radar sur la cible et l'autre pour leur lecture à cadence ralentie. Les signaux video doivent être appliqués à la grille de commande d'intensité du canon inscripteur, pour en moduler le faisceau. Ce faisceau est dévié à la cadence de répétition du radar suivant une simple droite et balaye un diamètre de la cible. Il y dépose les signaux sous forme de charges positives par émission secondaire de taux plus grand que 1. Les charges s'accumulent sur l'isolant au cours des balayages successifs.

Le faisceau de lecture a une intensité constante. Il est dévié à une cadence dix fois plus lente, ce qui correspond à peu près au temps que met l'antenne à décrire la largeur de son propre pinceau, c'est-à-dire aussi au nombre d'échos reçus d'un même objet. Le faisceau de lecture enlève les charges déposées sur l'isolant par émission secondaire de taux inférieur à 1 (électrons lents) et fournit le signal de sortie, qui est une réplique du signal d'entrée, mais à une fréquence de récurrence beaucoup plus petite qui est celle du balayage de lecture. Le rythme des signaux se trouve ainsi réduit.

Ce tube doit être construit avec une grille fine à proximité (1 mm) de la plaque isolante, grille qu'on maintiendra à un potentiel légèrement inférieur au potentiel V_1 où l'émission secondaire devient 1, par rapport à la couche isolante (V_1 se place aux environs de 40 V). Ceci permet d'augmenter considérablement le champ extracteur E qui règne à la surface de l'isolant (jusqu'à une inten-

sité de l'ordre de 40 V/mm), ce qui contribue à augmenter les performances du tube. L'existence de la grille assure de plus la sécurité de service. En effet, si par suite d'une fausse manœuvre la surface se

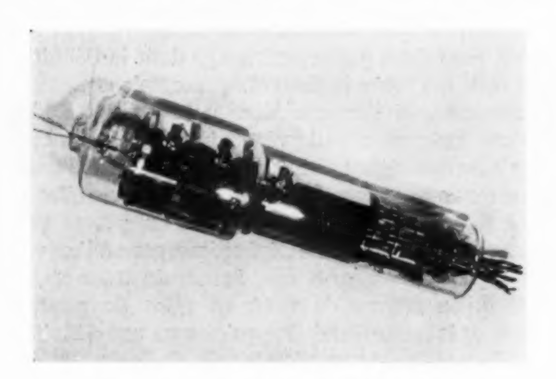


Fig. 45. — Tube réducteur de bande

chargeait positivement sans être déchargée par le faisceau lecteur, son potentiel serait limité à celui de la grille, et pourrait encore être ramené à zéro au prochain passage du faisceau lecteur.



Fig. 46. — Tube réducteur de bande.

On a obtenu avec des tubes de ce genre plus élaborés une définition de 200 points au diamètre de la cible (soit 400 sur le diamètre de l'indicateur panoramique), ce qui est amplement suffisant pour exploiter la bande téléphonique. Les figures 45 et 47 présentent des vues d'un tube industriel développé pour cette application.

CONCLUSION.

Les études expérimentales mentionnées dans cette deuxième partie ont conduit aux résultats suivants :

Les expériences bien que peu précises au début, ont permis de développer des méthodes d'investigation pour l'examen des vitesses des électrons secondaires (avec le tube à collecteur éloigné derrière un grillage) et pour la mesure de l'émission secondaire sans charge d'espace (avec le tube à grillage rapproché et fort champ extracteur), au moins au voisinage du point V_1.

L'auteur a pu examiner les potentiels de charge de surfaces isolantes pour les principales configu-

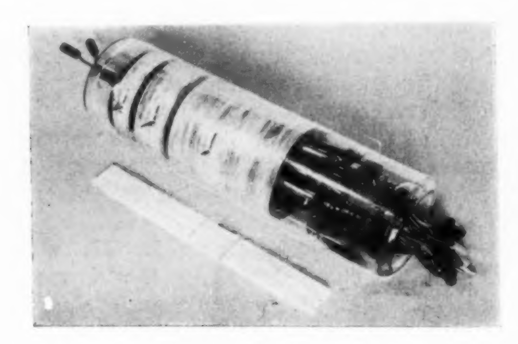


Fig. 47. — Réducteur de bande pour retransmission d'image radar par voie téléphonique.

rations se présentant dans la pratique, soit par des mesures en impulsions, soit par l'observation directe en télévision, et ceci a confirmé les conclusions des calculs théoriques sur ces états de charge.

L'étude de la charge d'espace au-dessus du point d'impact d'un faisceau mince, a permis de la rendre visible grâce au tube à deux canons sans grillage, et à mesurer les densités de courant à partir desquelles il y a redistribution au voisinage du point d'impact du faisceau. Ces mesures ont confirmé l'ordre de grandeur prédit théoriquement.

Enfin nous avons trouvé que la manière la plus convenable de déposer des charges sur des isolants parfaits était de les déposer par électrons rapides et de les lire par électrons lents. Des mesures précises ont donné les niveaux de courant, de charges, de tensions avec lesquels il fallait manipuler pour obtenir une définition des éléments de mémoire limitées uniquement par les dimensions des faisceaux.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] PENSAK, *The Graphecon, a picture storage tube* (*R. C. A., Rev.*, t. 10, 1949, p. 59-73).

[2] JENSEN, SMITH, MESNER et FLORY, *Barrier grid storage tube and its operation* (*R. C. A. Rev.*, t. 9, 1948 p. 112-135).

[3] HAEFF, *A memory tube* (*Electronics*, t. 9, 1947, p. 80-83).

[4] WEIMER, *The image isocon, experimental TV pick up tube, based on the scattering of low velocity electrons* (*R. C. A. Rev.*, t. 10, 1949, p. 3 et 366).

[5] HERGENROTHER et LUFTMAN, *Single gun storage tube writes, reads and erases* (*Electronics*, mars 1953).

[7] KNOLL, *Viewing storage tube with half tone display* (*R. C. A.*, t. 14, n° 4, 1953, p. 492).

[8] BROWN et SMITH, *Direct viewing memory tube* (*Proc. Inst. Rad. Eng.*, t. 41, 1953, p. 1167).

[9] BARBIER, Brevets français n°s 627.705, 628.500, 629.276, 651.120, 651.121 de la Compagnie Générale de T. S. F.

SOMMAIRE

Imp. GAUTHIER - VILLARS
55, Quai des Grands-Augustins, PARIS
147 634
Dépôt légal, Imprimeur, 1955, n° 1010

Le Gérant : L. P. BOULANGER.

